

50376
1975
136

N° d'ordre :

50376
1975
136

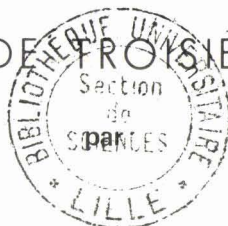
THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE



André CASTELAIN

Maître-ès-Sciences

CARACTERISATION HYPERFREQUENCE DES DIODES A AVALANCHE APPLICATIONS A L'ETUDE DES PORTEURS CHAUDS DANS LE GaAs

Membres du Jury :

MM. G.SALMER	Président
E.CONSTANT	Rapporteur
G.SEGUIER	Examineur
B.KRAMER	Invité

Soutenue le 10 Juillet 1975, devant la COMMISSION D'EXAMEN

A MA FEMME,

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences & Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a proposé ce sujet de recherche, conseillé et guidé efficacement tout au long de ce travail.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur SALMER d'avoir bien voulu présider mon jury et examiner mon travail.

Qu'il me soit permis de remercier également Monsieur le Professeur SEGUIER, Directeur de l'Institut Universitaire de Béthune, qui s'est intéressé à mon travail et a bien voulu participer à mon jury.

Je remercie vivement Monsieur KRAMER qui me fait le plaisir de participer à mon jury.

Cette étude n'a pu être effectuée que grâce à la collaboration du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée qui nous a fourni les composants.

Je tiens à remercier tous les membres de notre équipe de recherche, Chercheurs, Techniciens qui m'ont apporté leur concours précieux.

Enfin, j'exprime toute ma reconnaissance au personnel technique et administratif pour leur collaboration amicale et efficace.

•••••

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I TECHNIQUES DE MESURES

- I.1. *Problème posé*
- I.2. *Principe de la méthode simplifiée*
- I.3. *Vérifications de la méthode simplifiée*
- I.4. *Etude du boîtier*
- I.5. *Validité du schéma équivalent*

CONCLUSION

CHAPITRE II APPLICATION DE LA MÉTHODE SIMPLIFIÉE à la détermination des paramètres fondamentaux d'un semiconducteur.

- II.1. *Rappel théorique de l'impédance d'une structure semiconductrice*
- II.2. *Première comparaison théorie-expérience*
- II.3. *Influence de la diffusion*
- II.4. *Influence de la variation de la phase d'injection*
- II.5. *Détermination de la vitesse des porteurs.*

CHAPITRE III APPLICATIONS DE LA MÉTHODE SIMPLIFIÉE à l'oscillation et à l'amplification.

- III.1. *Critère de rendement*
 - III.1.1. Phase d'injection de $-\frac{\pi}{2}$
 - III.1.2. Cas d'une phase d'injection quelconque
- III.2. *Comparaison théorie-expérience*

.....

III.4.1. Bande passante d'un amplificateur

possibilités d'un composant en amplification.

III.4. Application de la méthode simplifiée à l'étude des

III.3. Résistance série et encapsulation

INTRODUCTION

La réalisation de dispositifs hyperfréquences tels qu'amplificateurs, oscillateurs et multiplicateurs utilisant les diodes à avalanche comme composants actifs n'a pu être menée à bien que par une connaissance accrue des paramètres fondamentaux des composants utilisés. De nombreuses méthodes de caractérisation pour déterminer la structure du composant et éventuellement les grandeurs caractéristiques du matériau utilisé ont été élaborées. Parmi ces méthodes, la caractérisation à partir de mesures d'impédances hyperfréquences est couramment utilisée.

Il existe cependant une difficulté majeure : les échantillons utilisés sont généralement placés à l'intérieur de boîtier hyperfréquence (de type S4 par exemple). Les mesures d'impédances ne sont pas relatives à la pastille semiconductrice seule. La connaissance des paramètres fondamentaux est donc obtenue de façon indirecte entraînant par là même des erreurs inévitables. Afin de s'affranchir de cette difficulté, nous avons été amenés à mettre au point une méthode de mesure nous affranchissant de la présence de l'encapsulation et notre travail a consisté essentiellement à appliquer cette méthode à la détermination de l'impédance présentée par une diode à avalanche pour un fonctionnement en régime linéaire.

Dans la première partie nous présentons la méthode de mesure utilisée que nous avons appelée "méthode simplifiée" ainsi que ses limites de validité.

Dans une deuxième partie, nous utilisons cette méthode simplifiée afin de préciser certains paramètres fondamentaux du matériau. En particulier, nous avons pu évaluer la valeur du coefficient de diffusion des porteurs dans l'Arséniure de Gallium. Nous précisons également dans ce chapitre l'évolution de la vitesse des porteurs en fonction de la température.

Enfin, dans une troisième partie nous appliquons cette méthode de mesure à la caractérisation qualitative des oscillateurs et des amplificateurs à diode à avalanche. Nous avons étudié dans quelle mesure il était possible de corréler le rendement hyperfréquence et les variations de la quantité $\tan \phi$ (égale au rapport des variations de la réactance sur les variations de la résistance de la pastille semiconductrice). Nous terminons notre travail par une étude qualitative de la bande passante des amplificateurs à réflexion.

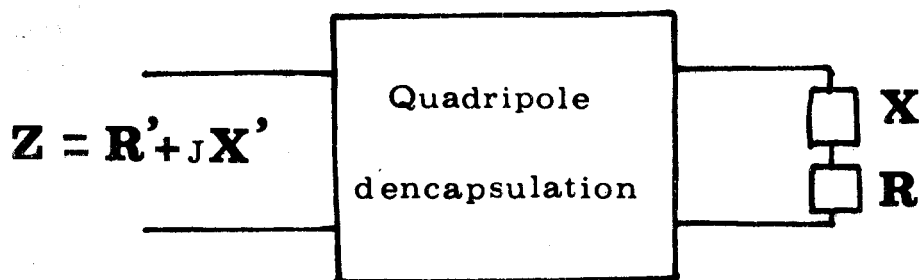
CHAPITRE I

I - TECHNIQUES DE MESURES

1.1. Problème posé

La détermination des caractéristiques hyperfréquences d'une diode à avalanche nécessite la mesure aussi précise que possible de l'impédance $Z = R + j X$ de la pastille semiconductrice en fonction du courant de polarisation et de la fréquence. Les diodes utilisées en hyperfréquences sont placées généralement à l'intérieur de boîtiers standards.

De ce fait toute mesure d'impédance nous fournit des renseignements sur la valeur de l'impédance de la diode encapsulée $Z' = R' + j X'$. Le dispositif peut être représenté par le schéma ci-dessous.



Pour obtenir la valeur et les évolutions de l'impédance de la pastille semiconductrice non-encapsulée à partir des valeurs de réactances et de résistances mesurées à l'analyseur de réseau Hewlett Packard on peut, comme PRIBETICH, estimer les éléments parasites apportés par l'encapsulation (1). Cette manière de procéder nécessite l'utilisation d'éléments de référence tels que court-circuits et circuits ouverts souvent difficiles à réaliser. En outre les mesures peuvent être entachées d'erreurs systématiques telles que la directivité des coupleurs. Un traitement des valeurs mesurées R' et X' à l'aide d'un ordinateur, compte tenu des valeurs des éléments parasites apportés par l'encapsulation, donne les valeurs R et X de la résistance et de la réactance de la pastille semiconductrice.

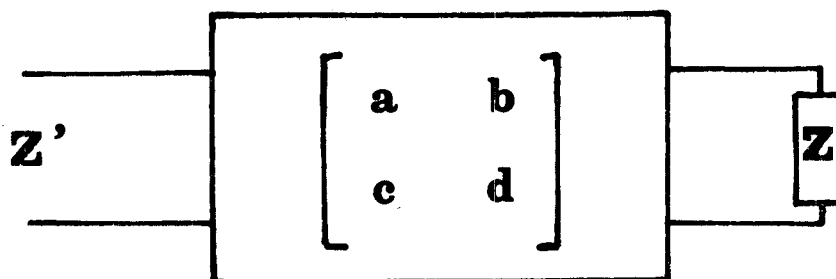
Cette méthode nécessite la connaissance d'un schéma équivalent au boîtier. Elle s'avère également longue, fastidieuse et d'une précision souvent assez faible ou tout au moins illusoire compte tenu des démontages successifs et des dérives d'appareils.

C'est pourquoi nous proposons ici une méthode de détermination directe

de l'impédance $Z = R + j X$ de la jonction ne nécessitant aucune connaissance du boîtier et aucun élément de référence. Cette méthode de mesure est basée sur la détermination des variations $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$ du module et de l'argument du coefficient de réflexion de la diode encapsulée résultant de l'application d'un courant de polarisation lorsque la diode est placée au seuil de l'avalanche.

1.2. Principe de la méthode simplifiée

Le boîtier et son entourage peuvent être assimilés à un quadripole hyperfréquence. L'impédance de la diode encapsulée Z' peut s'exprimer en fonction de l'impédance Z de la pastille et des éléments de la matrice de transfert représentant le quadripole. (2)



plan de mesure Quadripole d'encapsulation pastille semiconductrice

Nous pouvons écrire :

$$Z' = \frac{a Z + b}{c Z + d} \quad (1)$$

où a, b, c, d sont des coefficients complexes.

Le quadripole étant en première approximation non dissipatif, la relation (1) peut s'exprimer en fonction de quatre coefficients réels A, B, C et D

Nous obtenons :

$$Z' = \frac{j A Z - B}{C Z + j D} \quad (2)$$

où A, B, C et D sont tels que $AD - BC = 1$

Cette relation nous permet d'obtenir les parties réelle et imaginaire de l'impédance de la diode encapsulée en fonction de la résistance, de la réac-

tance de la pastille et des coefficients A, B, C et D représentant le quadripole.

Soit :

$$R' = \frac{R}{C^2R^2 + (CX + D)^2} \quad (3)$$

$$X' = \frac{AC(R^2 + X^2) + (AD + BC)X + BD}{C^2R^2 + (CX + D)^2} \quad (4)$$

A partir de ces relations on peut calculer les variations $\Delta X'$ et $\Delta R'$ de la réactance et de la résistance de la diode encapsulée résultant d'une modification ΔX et ΔR de l'impédance de la pastille semiconductrice.

Lorsque les variations ΔX et ΔR sont suffisamment petites pour que l'on puisse utiliser un développement limité au premier ordre, on constate que les variations relatives $\left(\frac{\Delta R'}{\Delta R}\right)_X$ et $\left(\frac{\Delta X'}{\Delta X}\right)_R$ sont dans un même rapport.

On a en effet :

$$\left(\frac{\Delta R'}{\Delta R}\right)_X = \left(\frac{\Delta X'}{\Delta X}\right)_R = k(X, R) \quad (5)$$

$$\text{Avec } k(X, R) = \frac{(CX + D)^2 - C^2R^2}{[(CX + D)^2 + C^2R^2]^2} \quad (6)$$

En pratique, pour accéder à la détermination de X' et de R' , nous utilisons un analyseur de réseau Hewlett Packard. Cet appareil nous fournit des tensions proportionnelles à la phase ϕ et au module $|\rho|$ du coefficient de réflexion présenté par l'impédance à mesurer. Il nous faut donc exprimer l'impédance en fonction de $|\rho|$ et de ϕ .

$$\text{On a : } \rho = \frac{z' - 1}{z' + 1} = |\rho| e^{j\phi} \quad (7)$$

$$\text{Avec : } z' = \frac{Z'}{Z_0} \quad (Z_0 \text{ impédance caractéristique}).$$

$$\text{où : } |\rho| = \sqrt{1 - \frac{4r'}{(r'+1)^2 + x'^2}}$$

$$\text{et : } \text{tg } \phi = \frac{2x'}{r'^2 - 1 + x'^2} \quad (9)$$

La méthode simplifiée utilisée est basée sur la détermination aussi précise que possible des variations $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$ du module et de l'argument du coefficient de réflexion de la diode dans son boîtier. Celle-ci est polarisée au seuil de l'avalanche. La variation autour de ce point de fonctionnement est obtenue par l'application d'un courant de polarisation I_0 qui se traduit par une modification de l'impédance réduite de la diode.

$$\Delta x' = x' - x'_{Av} \quad (x'_{Av} : \text{réactance à l'avalanche})$$

$$\Delta r' = r' - r'_s$$

Il s'agit ici de relier ces variations $\Delta x'$ et $\Delta r'$ aux variations de phase et de module du coefficient de réflexion présentées par la structure encapsulée.

Définissons le coefficient de réflexion $\rho = |\rho|e^{j\phi}$ présenté par la diode dans son boîtier (figure 1).

Au seuil de l'avalanche nous avons :

$$|\rho| = |\rho_0|$$

$$\phi = \phi_0$$

Plaçons-nous maintenant dans le cas où le courant de polarisation I_0 est suffisamment petit pour que les trois conditions suivantes soient remplies :

- a) $\Delta\rho \ll 1$
- b) $\Delta\phi \ll 1$
- c) $|1 - \rho_0| \ll 1$

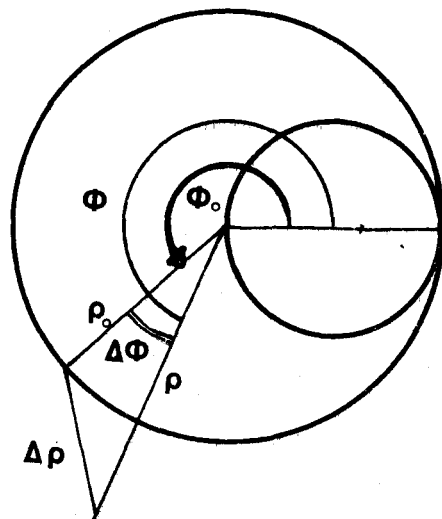


FIGURE 1

Abaque de Smith

Les conditions (a) et (c) impliquent respectivement que r'^2 et $r'_s{}^2$ sont négligeables devant l'unité. Quant à la condition (b), elle entraîne $x' - x'_{Av} = \Delta x' \ll x'_{Av}$.

Avec ces hypothèses, la variation $\Delta\rho$ du module du coefficient de réflexion peut alors s'exprimer facilement en fonction de r' et de r'_s à partir de la relation (8).

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= |\rho| - |\rho_0| \\ &= \sqrt{1 - \frac{4r'}{(r'+1)^2 + x'^2}} - \sqrt{1 - \frac{4r'_s}{(r'_s+1)^2 + x'_{Av}{}^2}} \end{aligned}$$

Soit encore :

$$\begin{aligned} \Delta\rho &\# - \frac{2(r' - r'_s)}{x'_{Av}{}^2 + 1} \\ &= \frac{2\Delta r'}{x'_{Av}{}^2 + 1} \end{aligned} \quad (10)$$

Par ailleurs, à partir de la relation (9) nous pouvons déduire la relation suivante :

$$\Delta\phi = \text{Arc tg} \frac{2x'}{r'^2 - 1 + x'^2} - \text{Arc tg} \frac{2x'_{Av}}{r'_s{}^2 - 1 + x'_{Av}{}^2}$$

Soit encore :

$$\text{tg } \Delta\phi = \frac{2x'(x'_{Av}{}^2 - 1 + r'_s) - 2x'_{Av}(x'^2 - 1 + r'^2)}{(r'^2 - 1 + x'^2)(r'_s{}^2 - 1 + x'_{Av}{}^2) + 4x'x'_{Av}} \quad (11)$$

Cette relation se simplifie encore à l'aide des conditions (a), (b) et (c) et s'écrit :

$$\Delta\phi \# \frac{2\Delta x'}{x'_{Av}{}^2 + 1} \quad (12)$$

A partir des relations (10) et (12), nous voyons qu'il est possible de relier les variations $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$ aux variations $\Delta r'$ et $\Delta x'$. Par ailleurs (relation 6), ces dernières sont reliées aux modifications Δr et Δx de l'impédance de la pastille semiconductrice.

$$\text{D'où : } \Delta\phi = K \Delta x \quad (13)$$

$$\Delta\rho = K \Delta r \quad (14)$$

$$\text{Avec } K = \frac{2 k(x, r)}{x'^2_{Av} + 1} \quad (15)$$

Signalons que la valeur de ce coefficient K se simplifie encore pour les faibles valeurs du courant de polarisation.

$$K = \frac{2 k_0}{x'^2_{Av} + 1} \quad (16)$$

$$\text{Avec } k_0 = \frac{1}{(C X_{Av} + D)^2} \quad (17)$$

Ce rapport K peut être déterminé expérimentalement lorsque la diode n'est pas en régime d'avalanche, en faisant varier la réactance X d'une quantité connue par exemple $0,1 X_{Av}$ (X_{Av} réactance à l'avalanche) et en mesurant la variation $\Delta\phi$ correspondante. En pratique, la variation X est réalisée en faisant varier la tension de polarisation avant l'avalanche. L'étalonnage nécessaire nous est fourni par une mesure préalable en basse fréquence de la capacité de la diode en fonction de la tension appliquée. Toutefois, il faut admettre que les variations de capacité ainsi que la permittivité du diélectrique sont indépendantes de la fréquence.

En résumé, si le courant appliqué à la diode est tel que les conditions a, b et c sont vérifiées, nous venons de montrer que les variations $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$ sont respectivement proportionnelles aux variations ΔR et ΔX de l'impédance de la pastille semiconductrice. Il est alors facile de représenter les variations ΔR et ΔX de l'impédance de la diode en reportant respectivement sur les entrées X et Y d'une table traçante, les variations $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$ du coefficient de réflexion présenté par l'impédance à mesurer. Rappelons que le coefficient de proportionnalité entre $\Delta\rho$ et ΔR est le même qu'entre $\Delta\phi$ et ΔX .

ECHELLES	
$\Delta\rho = 1\text{dB} = 10\text{cm}$	
$\Delta\Phi = \Delta\rho = 7^\circ$	
$\Delta X \Delta R$	
$1\text{Cm} = A \Omega$	
F	A
Ghz	Ω
4	2.1
5	1.5
6	1
7	0.85
8	0.82
9	0.75
10	0.7
11	0.65

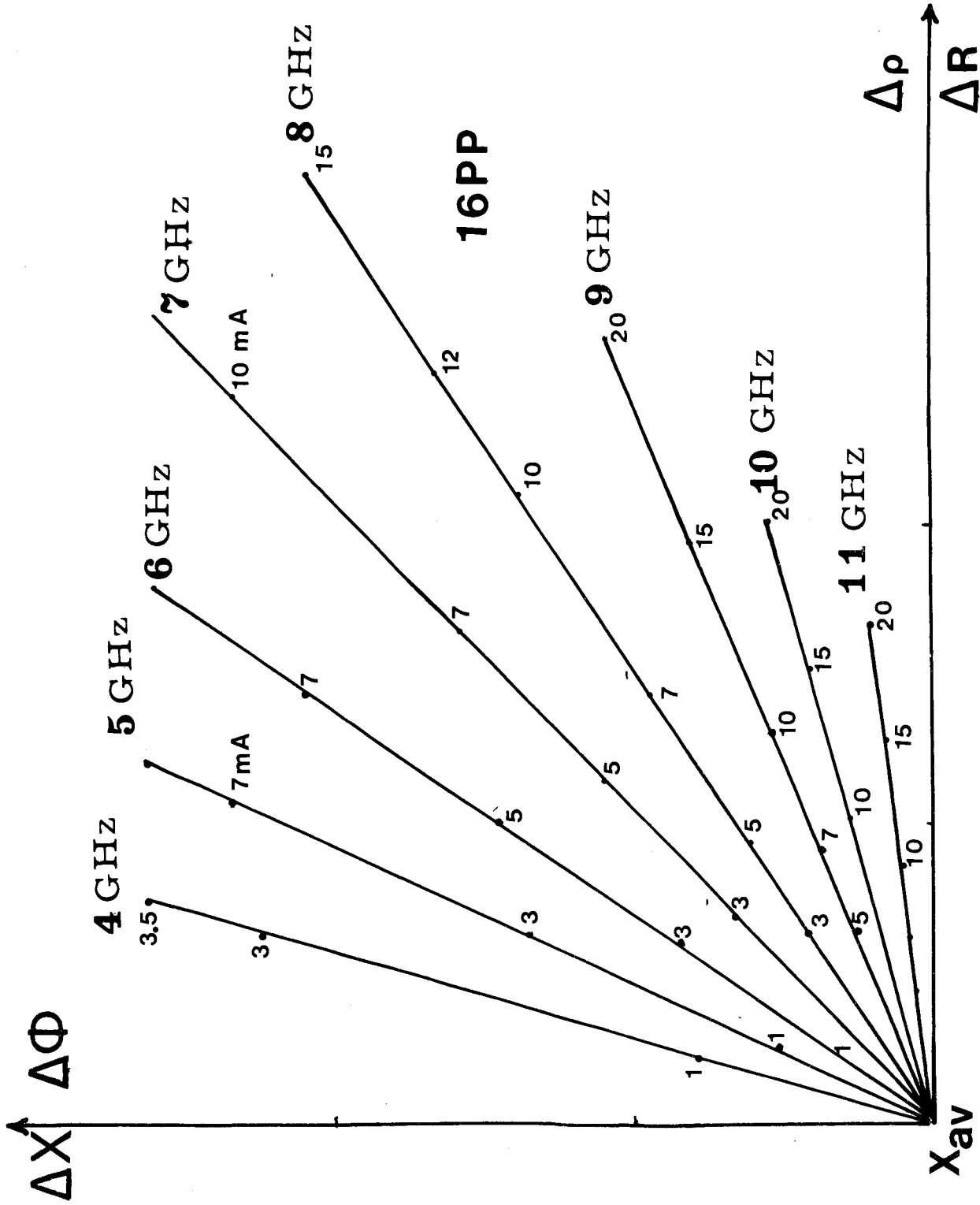


Figure 2 Evolution de l'impédance hyperfréquence en fonction du courant de polarisation.

Courbes expérimentales pour différentes fréquences.

BUS
LILLE

Afin d'illustrer la méthode proposée, nous avons tracé figure 2 les variations $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$ déterminées expérimentalement à plusieurs fréquences (entre 4 et 11 GHz). Ces variations résultent de l'application de différents courants de polarisation lorsque la diode est polarisée au seuil de l'avalanche (il s'agit ici d'une diode GaAs optimisée en bande X). La méthode que nous proposons permet de convertir directement les variations $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$ en variations ΔR et ΔX d'impédance. L'étalonnage nécessaire (indiqué sur la figure) est obtenu en faisant varier la tension de polarisation avant l'avalanche de façon à provoquer une variation de la réactance de 10 %. Cet étalonnage doit être évidemment effectué à chaque fréquence.

Par ailleurs, on peut remarquer que les variations de $\Delta\rho$ et de $\Delta\phi$ relevées expérimentalement sont faibles ; néanmoins, la précision expérimentale peut être élevée car la mesure se fait de façon pratiquement instantanée : les dérives de l'appareil sont éliminées. Par ailleurs, l'élément de référence est la diode au seuil de l'avalanche. Il n'y a donc pas de démontages successifs. Enfin, les corrections de directivité sont très faibles, la mesure se faisant pratiquement à phase constante ($\Delta\phi \ll 1$).

Remarque : Pour une fréquence de fonctionnement donnée, nous pouvons définir le rapport :

$$\frac{\Delta X}{\Delta R} = \frac{X_D - X_{Av}}{R_D - R'_s} = \text{tg } \phi_0$$

Ce rapport caractérise les variations de réactance et de résistance de la pastille semiconductrice. Nous pouvons de la même manière définir le rapport de ces mêmes grandeurs pour la diode encapsulée.

$$\frac{X'_D - X'_{Av}}{R'_D - R'_s} = \text{tg } \phi$$

Signalons qu'il est facile d'exprimer la quantité $\text{tg } \phi$ en fonction de $\text{tg } \phi_0$ et des éléments de la matrice de transfert représentant le quadripole encapsulation. On obtient alors :

$$\text{tg } \phi = \frac{C X + D}{C X_{Av} + D} \text{tg } \phi_0 + \frac{C R}{C X_{Av} + D} \quad (18)$$

Cette relation entraîne en première approximation pour des courant de polarisation tels que $X \neq X_{Av}$ et $R \ll X_{Av}$.

$$\text{tg } \phi = \text{tg } \phi_0 \quad (19)$$

Cette relation montre que pour des courants de polarisation faibles la pente à l'origine du lieu de l'impédance de la diode dans le diagramme cartésien X, R est indépendante de l'encapsulation.

1.3. Vérifications de la méthode simplifiée

Nous voyons à l'aide des relations 13, 14, 15, 16 et 17 que la méthode simplifiée n'est valable que dans la mesure où le courant de polarisation est suffisamment faible pour que les conditions (a), (b) et (c) soient vérifiées. S'il en est ainsi, la méthode utilisée est valable quelle que soit la configuration envisagée pour le quadripole non dissipatif équivalent à l'encapsulation. Nous avons voulu vérifier expérimentalement cette affirmation et montrer que la détermination, par la méthode simplifiée, de l'impédance non encapsulée $Z = R + j X$ d'une diode à avalanche était effectivement indépendante de l'encapsulation utilisée.

Dans ce but, nous pouvons simuler expérimentalement plusieurs types d'encapsulation en utilisant une structure coaxiale de type IGLESIAS (3) . Les transformateurs quart d'onde ("Slugs") mobiles permettent une modification aisée des paramètres équivalents d'encapsulation (la structure étant alors considérée comme partie intégrante du boîtier). Nous donnons sur la figure 3 le schéma de la monture utilisée pour effectuer notre étude.

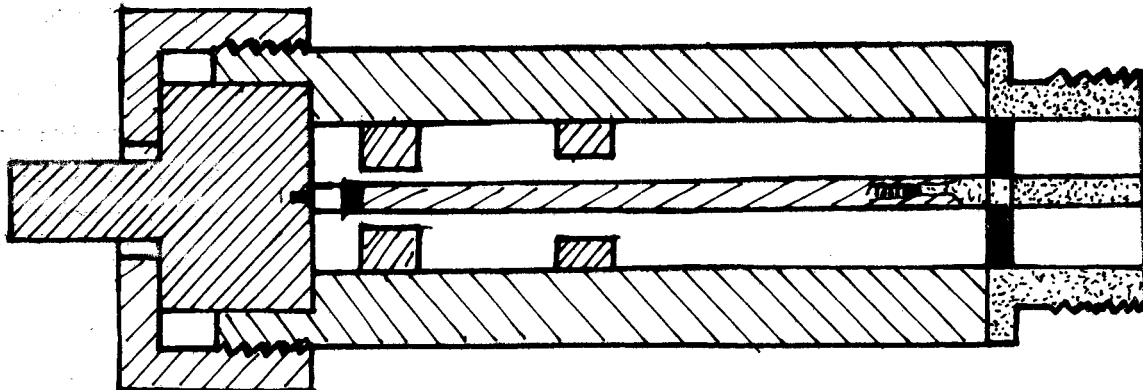


FIGURE 3

Pour différents slugs, c'est à dire pour différentes encapsulations fictives, l'évolution des quantités $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$ est représentée sur la figure 4 pour une fréquence de travail de 6 GHz. A chaque valeur de slug est associée une valeur commune du coefficient de proportionnalité entre $\Delta\phi$ et ΔR et $\Delta\phi$ et ΔX . Il est possible de faire un étalonnage dans chaque cas en utilisant la réactance de la diode polarisée en varactor ($I_o = 0$) au seuil de l'avalanche. La valeur de la capacité C_a de la diode ayant été mesurée en basse fréquence, nous pouvons par une variation de la tension de polarisation faire varier la réactance X_{AV} d'une quantité connue et déterminer expérimentalement la variation de phase $\Delta\phi$ correspondante qui dans le cas étudié ici varie de 1° à $4^\circ 2$. On en déduit facilement (figures 5 et 6) les

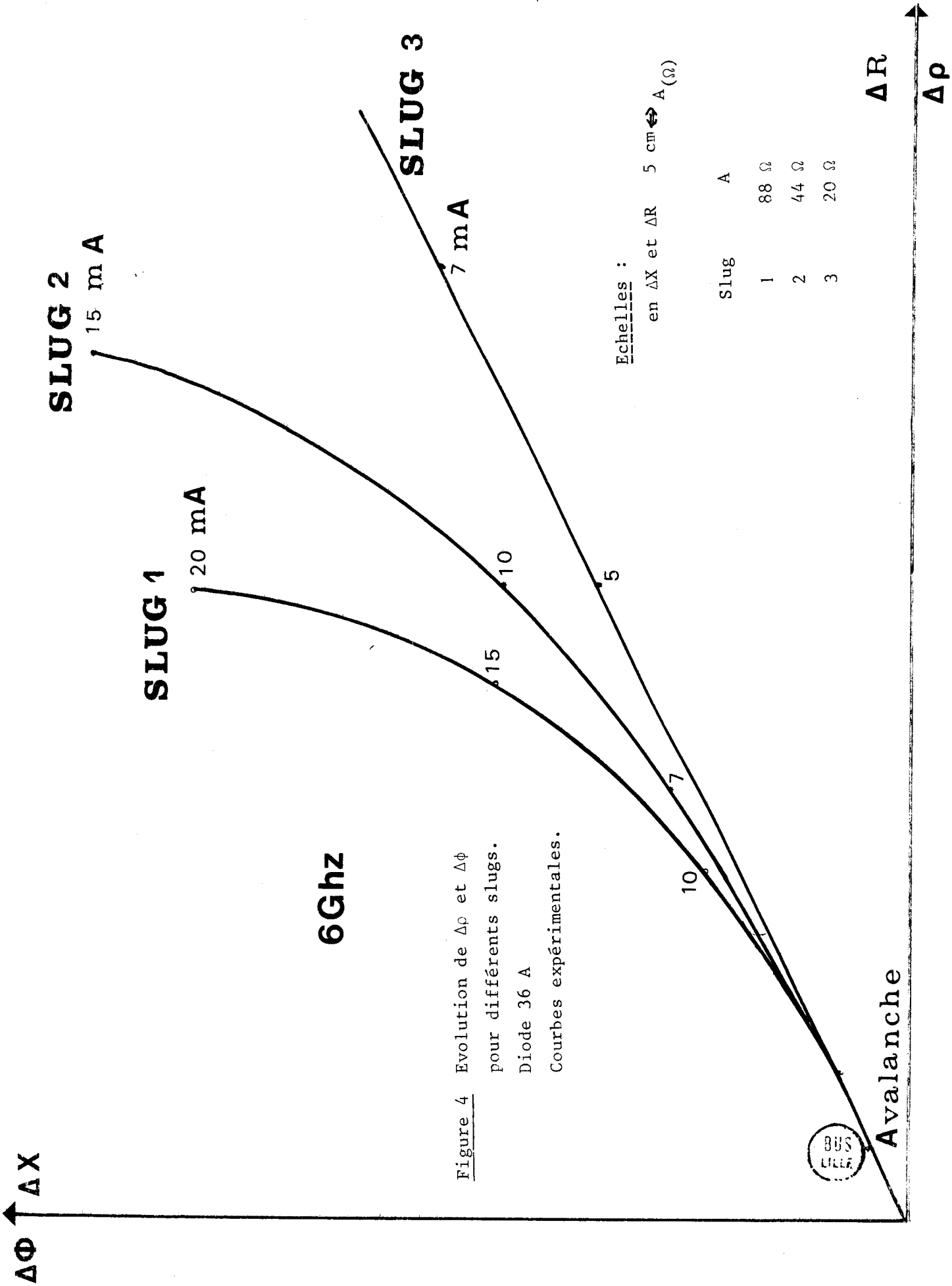


Figure 4 Evolution de $\Delta\rho$ et $\Delta\phi$
pour différents slugs.
Diode 36 A
Courbes expérimentales.



$R_d (\Omega)$

100

50



Figure 5 Evolution de la partie résistive de l'impédance de la pastille semiconductrice courbes et points expérimentaux pour 3 slugs différents

- o slug 1
- * slug 2
- + slug 3

mA

$\Delta X_d (\Omega)$

60

50

40

30

20

10



Figure 6 Evolution de la réactance de la pastille semiconductrice

Courbes et points expérimentaux pour 3 slugs différents

- o slug 1
- * slug 2
- + slug 3



I (mA)

valeurs de R et de X de la diode. Nous pouvons remarquer (figures 5 et 6) que pour les faibles valeurs du courant , les évolutions en fonction de I_0 des réactances et des résistances déterminées pour différents "slugs" sont en très bon accord. Il apparaît également sur la figure 4 que la pente à l'origine (relation 19) à la courbe est bien conservée quelle que soit l'encapsulation.

Pour déterminer avec plus de précision le domaine de validité de la méthode, nous nous sommes efforcés de trouver la variation $\Delta\phi$ maximale de l'argument du coefficient de réflexion de la diode encapsulée (par rapport à l'avalanche) qui correspond à une erreur inférieure à 10 % sur la détermination de ΔX . Ceci revient en fait à déterminer la zone de fonctionnement où le coefficient K reliant $\Delta\phi$ à ΔX évolue de moins de 10 %.

Cette étude peut être effectuée expérimentalement. Il suffit d'utiliser une diode de faible capacité à l'avalanche dont la caractéristique C(V) (capacité en fonction de la tension) a été déterminée précédemment en basses fréquences. On peut alors étudier expérimentalement les évolutions de l'argument du coefficient de réflexion de la structure encapsulée en fonction de la tension de polarisation. La caractéristique C(V) étant connue, il est alors facile de relier les évolutions de l'argument du coefficient de réflexion aux évolutions de la réactance.

Une telle étude permet de simuler le comportement de diodes de différentes capacités à l'avalanche à l'aide d'un seul échantillon.

La modification de la valeur du coefficient K va se traduire par une non linéarité de la courbe expérimentale représentant l'évolution de X en fonction de ϕ (figures 7 et 8). On observera en pratique un écart entre la courbe X (ϕ) et la tangente à la courbe au point X_0 choisi comme réactance origine (figure 9).

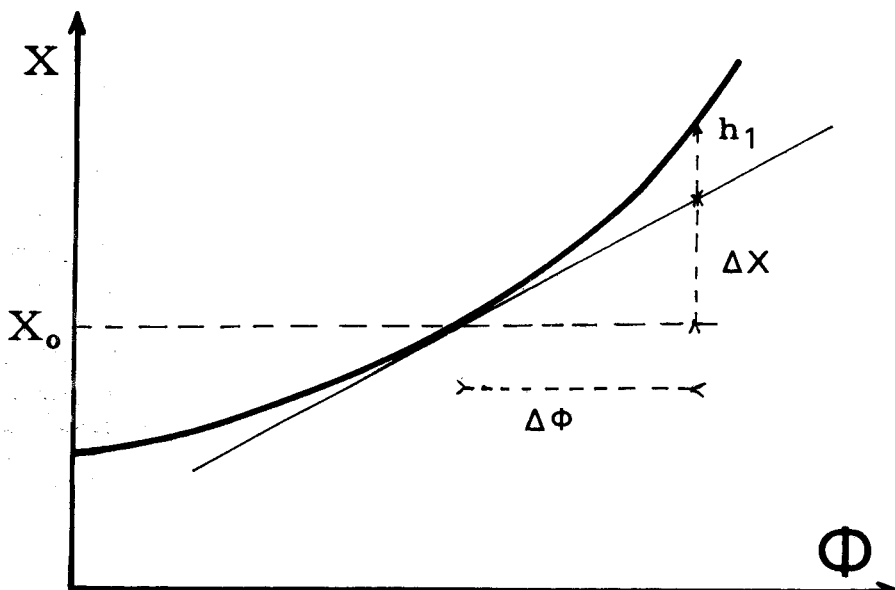


FIGURE 9

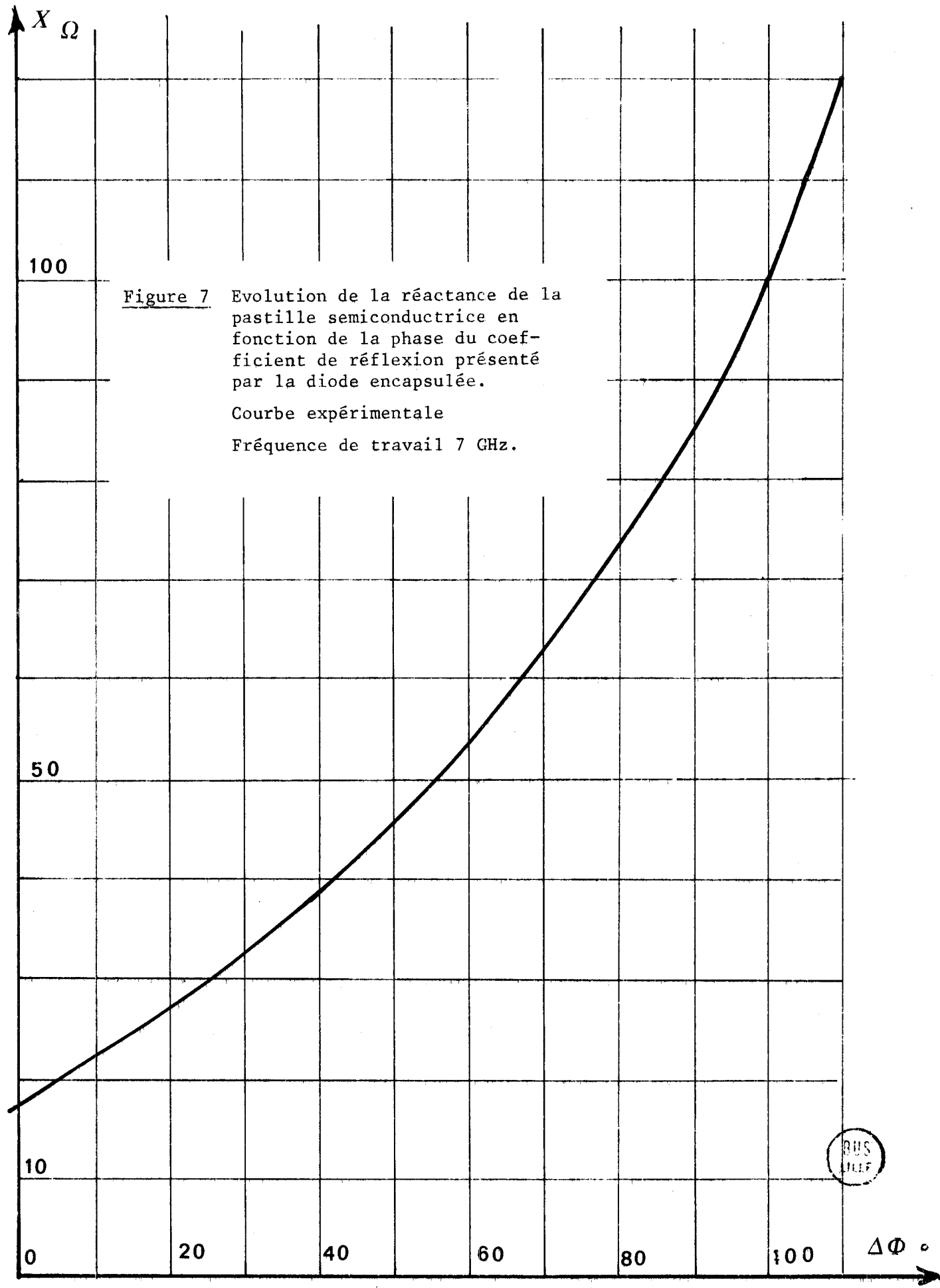


Figure 7 Evolution de la réactance de la pastille semiconductrice en fonction de la phase du coefficient de réflexion présenté par la diode encapsulée.
 Courbe expérimentale
 Fréquence de travail 7 GHz.



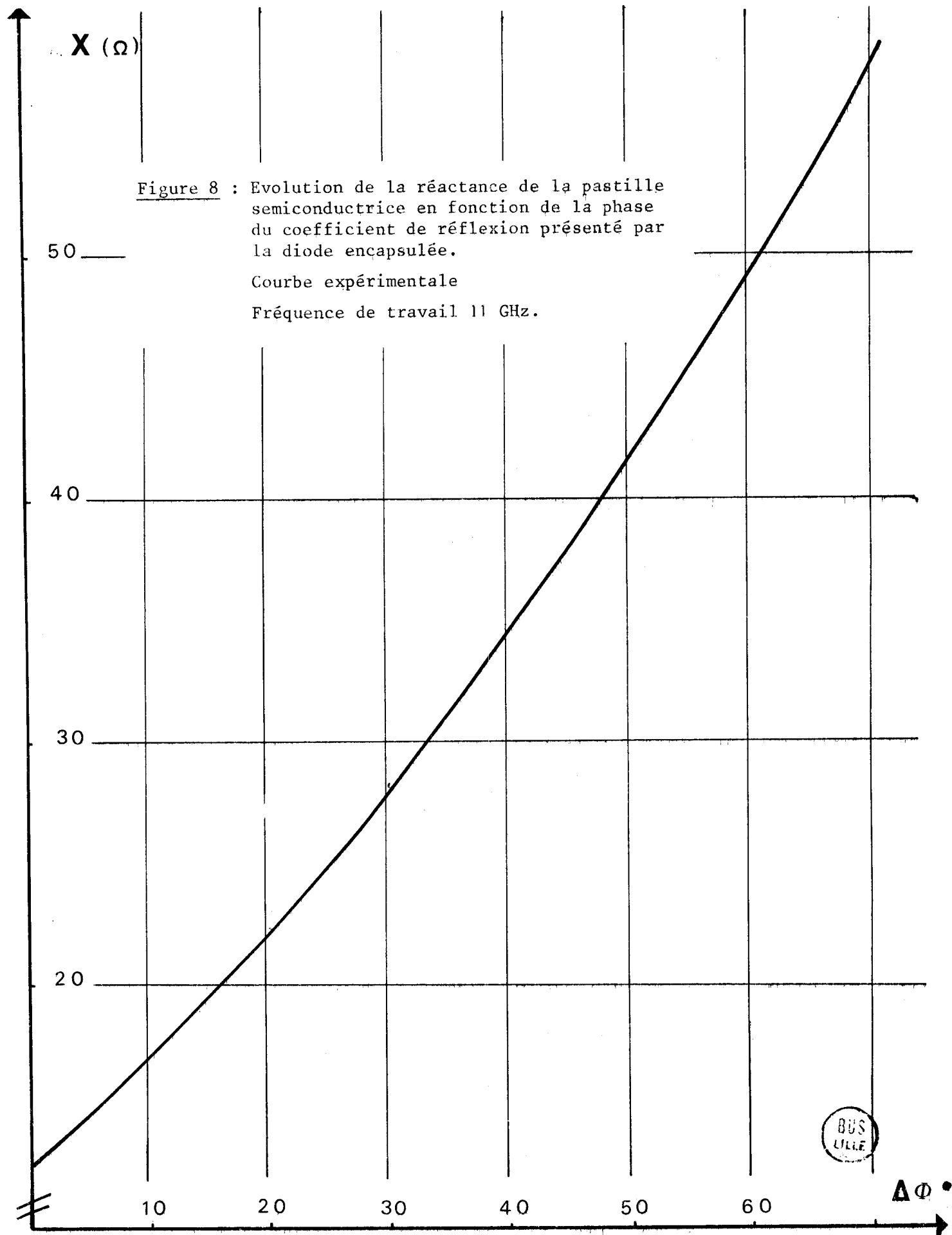


Figure 8 : Evolution de la réactance de la pastille semiconductrice en fonction de la phase du coefficient de réflexion présenté par la diode encapsulée.

Courbe expérimentale

Fréquence de travail 11 GHz.

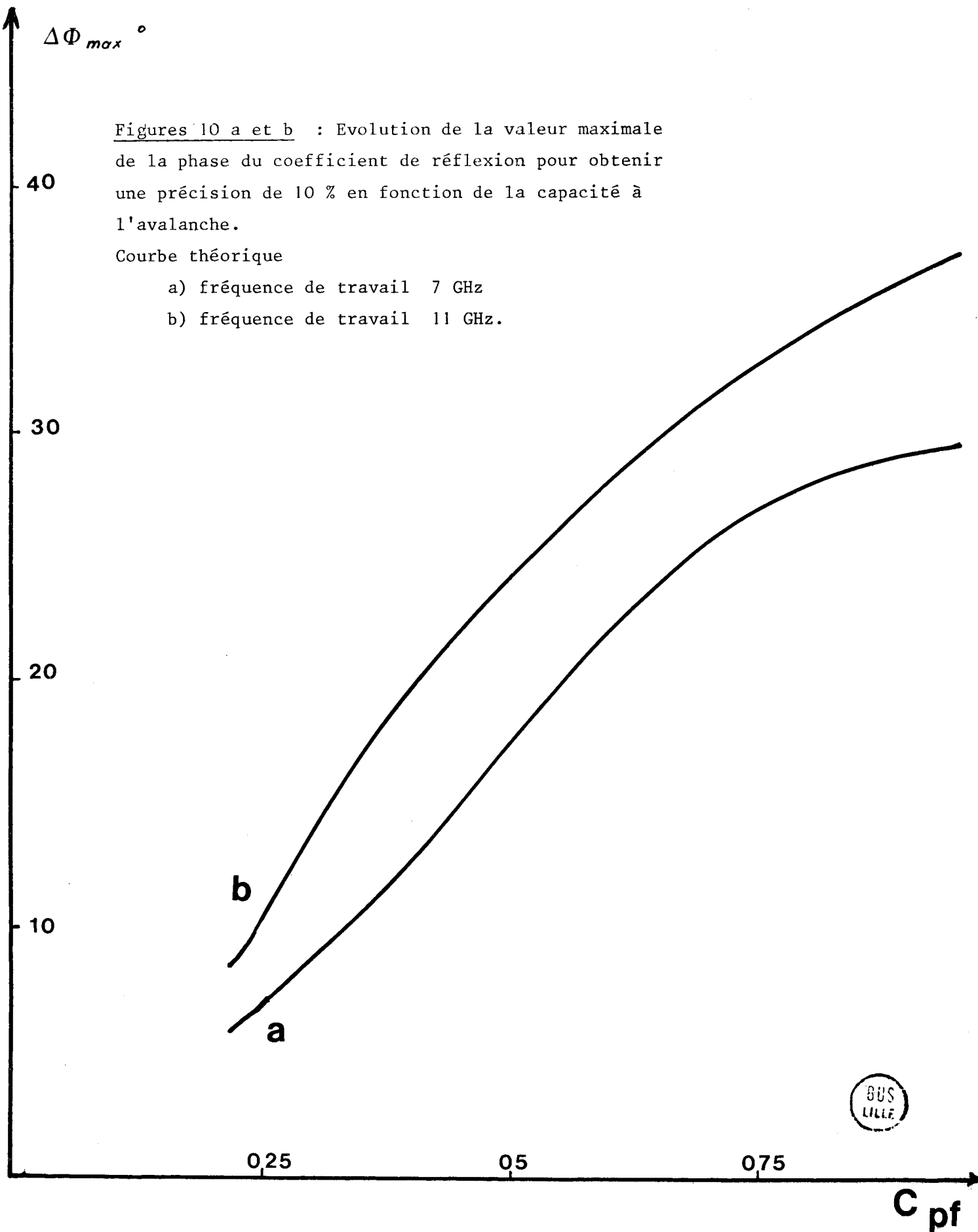
BUS
LILLE

$\Delta\Phi_{max}^\circ$

Figures 10 a et b : Evolution de la valeur maximale de la phase du coefficient de réflexion pour obtenir une précision de 10 % en fonction de la capacité à l'avalanche.

Courbe théorique

- a) fréquence de travail 7 GHz
- b) fréquence de travail 11 GHz.



BUS
LILLE

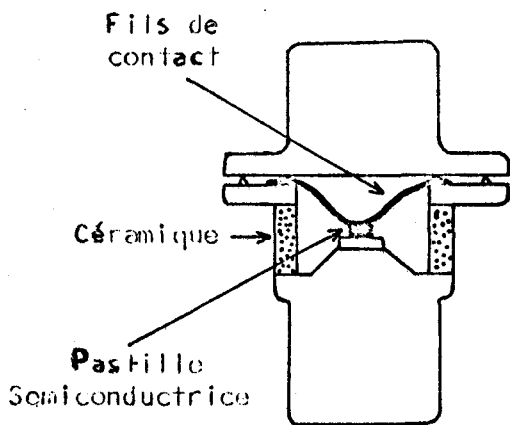
La variation maximale de phase $\Delta\phi$ sera obtenue lorsque h_1 vaudra $\frac{\Delta X}{10}$ si l'on désire une précision de 10 %. Elle peut donc être déterminée facilement à partir des courbes expérimentales $X(\phi)$.

A titre d'exemple, les évolutions, en fonction de la capacité à l'avalanche des variations de phases admissibles pour la précision désirée (10%) sont représentées pour les deux fréquences (7 GHz et 11 GHz) sur la figure 10 a et b. Nous remarquons que l'écart maximal de phase $\Delta\phi$ est une fonction croissante de la capacité à l'avalanche et de la fréquence.

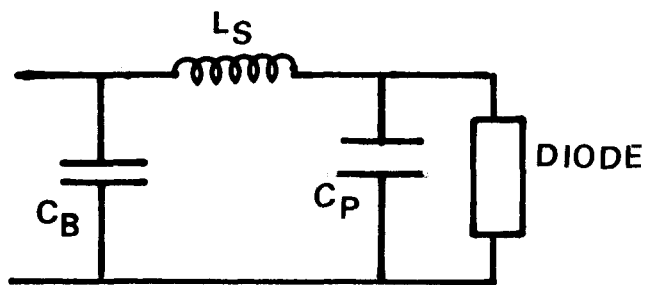
Remarque : la linéarité entre $\Delta\rho$ et ΔR sera la même car le coefficient de proportionnalité est identique.

1.4. Etude du boîtier

Les structures semiconductrices utilisées en bande X sont placées dans diverses encapsulations. Un des boîtiers les plus utilisés est le boîtier de type S_4 . (figure 11)



BOITIER S4



SCHEMA EQUIVALENT

FIGURE 11

De nombreux auteurs ont étudié ce type de boîtier (4,5) et en ont donné généralement un schéma équivalent en Π . Cette représentation a le mérite d'être simple. Toutefois, l'utilisation d'un tel schéma équivalent nécessite une modification de la valeur des éléments constituant le Π lorsque l'on travaille dans une gamme de fréquence étendue. L'adjonction en série d'une inductance supplémentaire équivalente au pilier permet d'améliorer le schéma équivalent

Un schéma équivalent plus général a été proposé par certains auteurs (6,7)(figure 12). Ce schéma équivalent tient compte des configurations géométriques du boîtier et de la position de ce dernier dans une structure coaxiale. Pour notre étude, nous retiendrons cette représentation car elle s'adapte bien à nos conditions expérimentales.

I.4.1. Validité du schéma équivalent

Nous avons testé la validité de ce schéma équivalent en comparant les fréquences de résonance (fréquence où $X' = 0$) à l'analyseur de réseau pour un grand échantillonnage de diodes de différentes capacités, polarisées au seuil de l'avalanche aux fréquences calculées théoriquement à partir de ce schéma et des valeurs des éléments qui le composent.

On peut constater figure 13 que l'accord est assez bon. Les courbes théoriques ont été obtenues pour deux valeurs de la self L_{O_2} . Cette self caractérise l'inductance du ou des fils reliant la pastille semiconductrice au boîtier. Elle est inversement proportionnelle au nombre de fils assurant la liaison.

Dans la première partie de notre travail nous avons vu qu'il est possible de relier (relations 5 et 6) les variations des résistances et des réactances en amont et en aval du quadripole d'encapsulation à l'aide des coefficients C et D de la matrice de transfert. En conséquence, si l'on a déterminé X' et $\Delta X'$ directement à partir des relations classiques $Z(\rho, \phi)$ et ΔX à partir de la caractéristique $C(V)$ pour des tensions inférieures à la tension d'avalanche on peut déterminer expérimentalement le coefficient $k(X, R) = \frac{\Delta X'}{\Delta X}$ égal aussi à $\frac{\Delta R'}{\Delta R}$.

Pour effectuer la comparaison entre la théorie et l'expérience nous avons pour des raisons de simplicité comparé les valeurs expérimentales de $K = \frac{1}{k}$ avec les valeurs calculées à partir du schéma équivalent (figure 12). L'évolution du coefficient $K = \frac{\Delta R'}{\Delta R}$, en fonction de la fréquence pour des diodes de différentes capacités à l'avalanche est représentée sur la figure 14.

Pour deux fréquences de travail 7 et 11 GHz, nous avons représenté sur les figures 15 et 16 les évolutions théoriques et expérimentales du coefficient K. Les valeurs théoriques ont été obtenues pour deux valeurs de la self L_{O_2} . Quant aux valeurs expérimentales indiquées en pointillés, elles nous ont été fournies par la diode utilisée précédemment pour la vérification de la méthode de mesure.

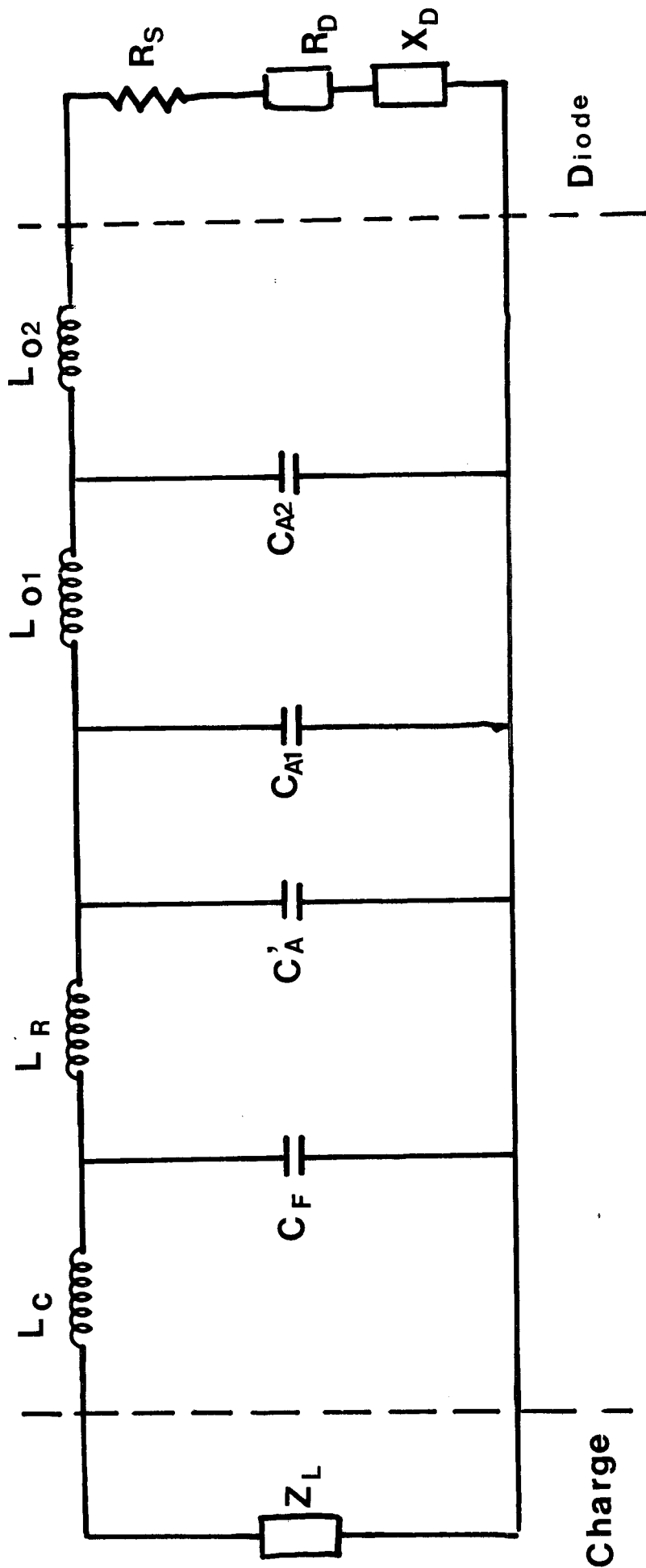


FIGURE 12 : Schéma équivalent du boîtier S 4 dans un circuit coaxial.

- $L'_C = 0.288 \text{ nH}$
- $L_R = 0.138 \text{ nH}$
- $L_{O1} = 0.220 \text{ nH}$
- $L_{O2} = 0.175 \text{ nH (2 fils)}$
 $= 0.350 \text{ nH (1 fil)}$
- $C_F = 0.033 \text{ pf}$
- $C'_A = 0.01 \text{ pf}$
- $C_{A1} = 0.100 \text{ pf}$
- $C_{A2} = 0.109 \text{ pf (1 fil)}$
 $= 0.124 \text{ pf (2 fils)}$



F GHz

Figure 13 Fréquences de résonance de diodes

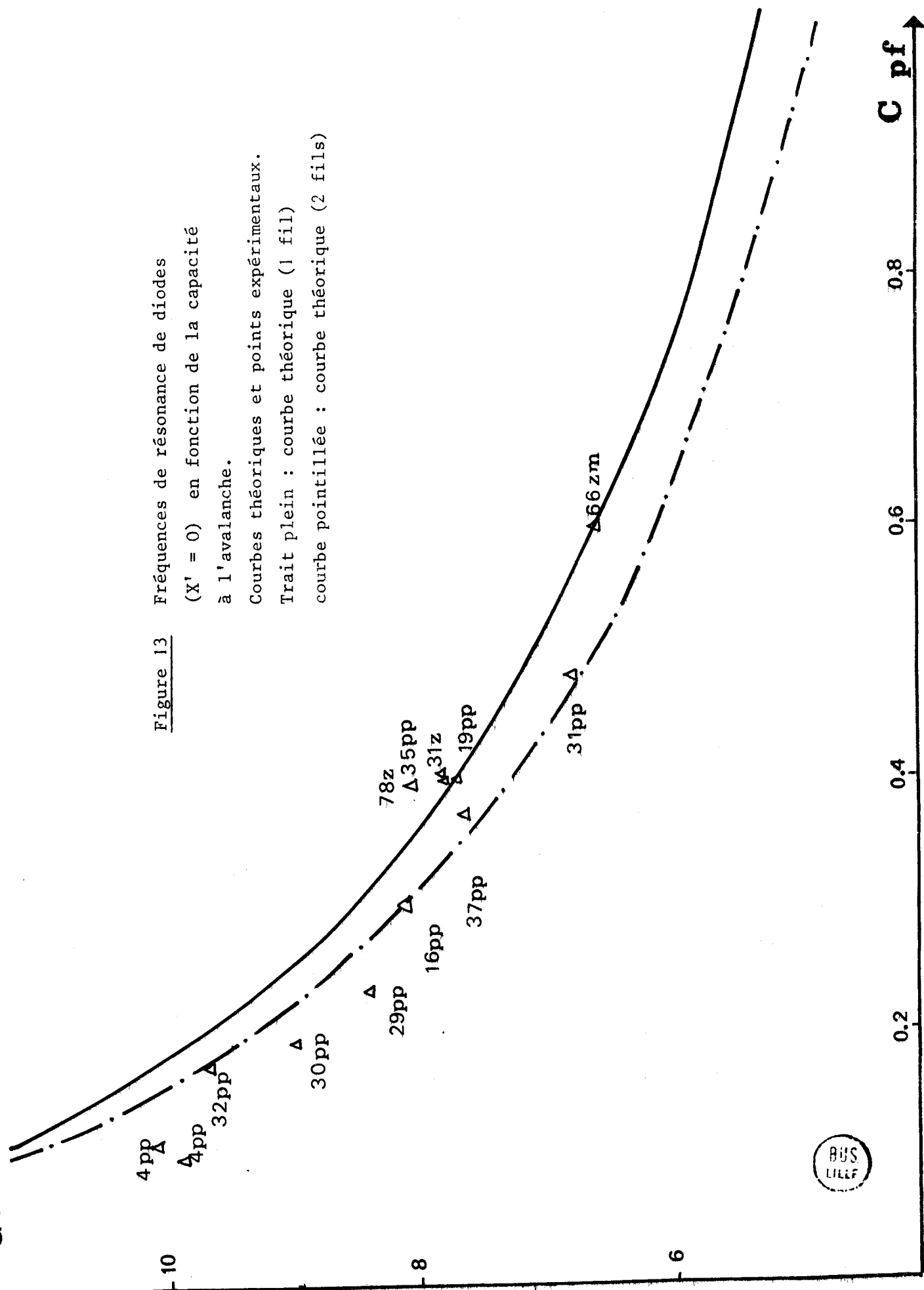
(X' = 0) en fonction de la capacité

à l'avalanche.

Courbes théoriques et points expérimentaux.

Trait plein : courbe théorique (1 fil)

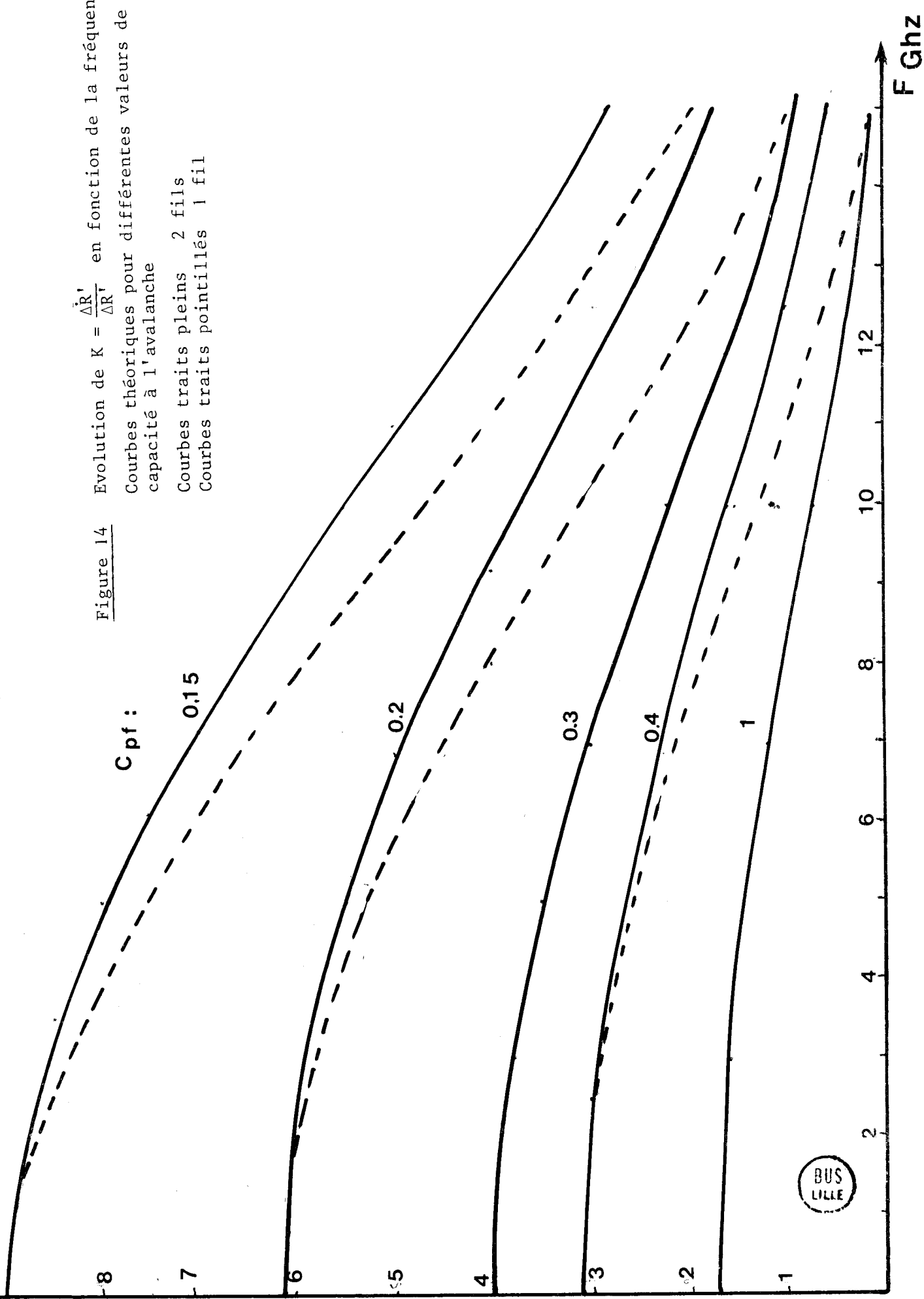
courbe pointillée : courbe théorique (2 fils)



C pf

$K = \frac{\Delta R}{\Delta R'}$

Figure 14 Evolution de $K = \frac{\Delta R'}{\Delta R}$ en fonction de la fréquence.
Courbes théoriques pour différentes valeurs de la capacité à l'avalanche
Courbes traits pleins 2 fils
Courbes traits pointillés 1 fil



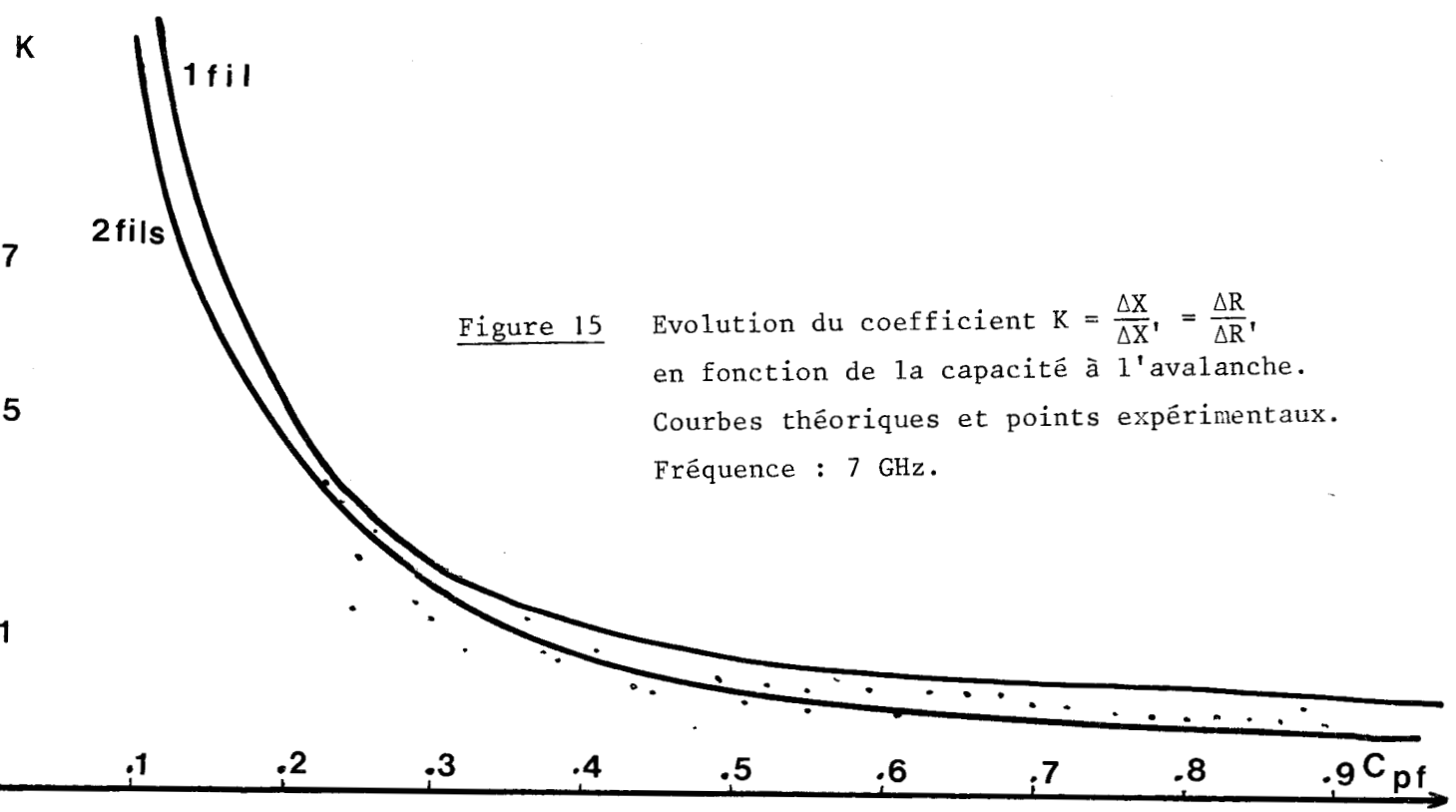


Figure 15 Evolution du coefficient $K = \frac{\Delta X}{\Delta X'} = \frac{\Delta R}{\Delta R'}$, en fonction de la capacité à l'avalanche. Courbes théoriques et points expérimentaux. Fréquence : 7 GHz.

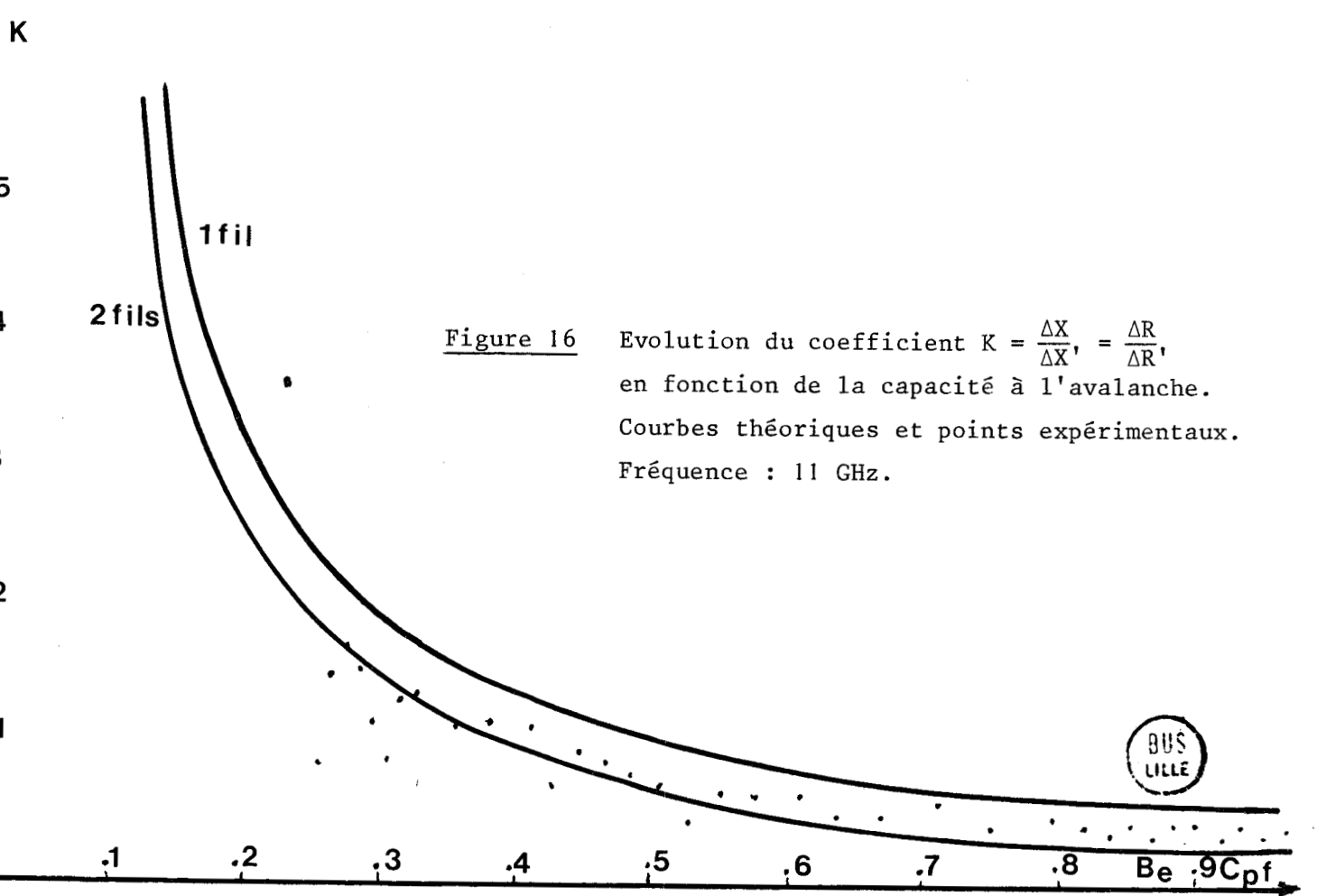


Figure 16 Evolution du coefficient $K = \frac{\Delta X}{\Delta X'} = \frac{\Delta R}{\Delta R'}$, en fonction de la capacité à l'avalanche. Courbes théoriques et points expérimentaux. Fréquence : 11 GHz.

BUS LILLE

Nous pouvons voir que l'accord est assez bon ce qui justifie la représentation utilisée pour une étude en structure coaxiale.

CONCLUSION

La méthode de mesure que nous venons de décrire permet d'atteindre les valeurs de l'impédance présentée par la pastille semiconductrice avec une assez bonne précision sans aucune connaissance de l'encapsulation.

Connaissant l'impédance, il est non seulement possible d'en déduire des informations utiles pour l'ingénieur système (en particulier pour la réalisation d'oscillateurs et d'amplificateurs) mais également nous pouvons accéder à des grandeurs physiques du matériau tels que la vitesse des porteurs et son évolution thermique.

Cette méthode présente également d'incontestables avantages en particulier la simplicité de mise en oeuvre et la visualisation quasi immédiate des résultats.

C H A P I T R E II

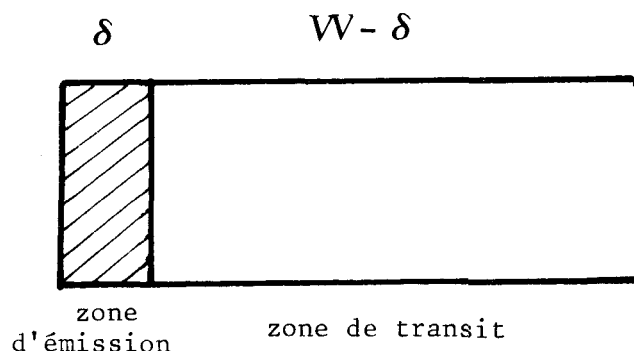
II - APPLICATION DE LA METHODE SIMPLIFIEE A LA DETERMINATION DES PARAMETRES MATERIAUX D'UN SEMICONDUCTEUR.

La détermination de certains paramètres fondamentaux des matériaux semi-conducteurs tels que vitesse des porteurs, coefficient de diffusion n'est pas facile. Nous allons montrer qu'en appliquant la méthode générale dite méthode simplifiée décrite au chapitre I, qu'une estimation correcte de ces paramètres est possible ainsi que leur évolution en fonction par exemple de la température ou du champ électrique.

II.1. Rappel théorique de l'impédance d'une structure semi-conductrice.

L'impédance hyperfréquence des dispositifs à émission de champ a été étudiée par de nombreux auteurs depuis les travaux de READ en 1957 (8). Dans notre étude, nous nous bornons dans une première étape à rappeler les hypothèses de travail, le formalisme utilisé ainsi que les principaux résultats.

Considérons un dispositif unidimensionnel constitué par une zone d'épaisseur δ très faible, négligeable où sont engendrés des porteurs de charge sous l'influence d'un champ électrique intense et une zone adjacente où transitent à une vitesse constante les porteurs émis. Un tel dispositif peut être représenté par le schéma ci-dessous :



Cette structure peut être réalisée avec des diodes semiconductrices polarisées en inverse dans lesquelles le mécanisme d'émission peut être dû aux effets tunnel, zener ou d'avalanche.

Quel que soit le mécanisme d'émission, le champ électrique dans la zone d'émission, en régime permanent, peut être décrit par l'expression :

$$E(t) = E_0 + \sum_k e_k \cos(\omega_k t + \psi_k) \quad [9] \quad (20)$$

L'émission de champ produit des porteurs de charge qui sont injectés dans la zone de transit. Il leur correspond un courant injecté.

$$I(t) = F(E(t)) \quad (21)$$

où F est une fonction du champ électrique.

La décomposition en série de Fourier du courant I(t), permet d'obtenir les composantes sinusoïdales de pulsation $\omega_k = k\omega$. En notation complexe, l'expression s'écrit :

$$\hat{i}_{ck} = \hat{\gamma}_k \hat{e}_k = \gamma_k e^{j\Psi_k} \hat{e}_k \quad (22)$$

γ_k et Ψ_k étant respectivement le module et la phase de la conductivité d'injection.

Au courant I(t) s'ajoute un courant de déplacement égal à $\epsilon S \frac{\partial E(t)}{\partial t}$

En tenant compte de la conservation du courant total en tout point du dispositif et de la propagation des charges à vitesse constante dans la zone de transit, on détermine en tout point du semiconducteur les composantes du champ électrique. On en déduit à chaque fréquence la tension V_k . L'impédance à l'harmonique k se calcule alors facilement. on a :

$$\hat{Z}_{Dk} = R_{Dk} + jX_{Dk} = \frac{\hat{v}_k}{\hat{i}_{Tk}}$$

Dans le cas d'un régime linéaire forcé, on obtient pour les parties réactive X_D et résistive R_D de l'impédance à la fréquence fondamentale $k = 1$. Par la suite, on posera : $\Psi_1 = \Psi$ et $\gamma_1 = \gamma$.

$$R_D = \frac{(W - \delta)}{\epsilon \omega S} \frac{k_c \left[(k_c + \sin \Psi) \chi(\theta) + (\lambda(\theta) + (\delta/W - \delta)) \cos \Psi \right]}{k_c^2 + 2 k_c \sin \Psi + 1} \quad (23)$$

$$X_D = - \frac{W - \delta}{\epsilon \omega S} \left[(1 - \lambda(\theta)) (k_c + \sin \Psi) + \left(\frac{1}{k_c} + \sin \Psi \right) \frac{W}{W - \delta} - \cos \Psi \chi(\theta) \right] \times \frac{k_c}{k_c^2 + 2 k_c \sin \Psi + 1} \quad (24)$$

$$\text{avec : } \chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \left(\theta = \frac{(W - \delta)\omega}{v} \right)$$

$$\lambda(\theta) = \frac{\sin \theta}{\theta}$$

$$k_c = \frac{\gamma}{\varepsilon \omega S}$$

Ces relations sont générales et applicables quel que soit le mécanisme d'émission. Dans notre étude, nous nous intéressons au mécanisme d'émission par effet d'avalanche. L'angle d'injection Ψ est alors égal en principe à $-\frac{\pi}{2}$. A partir des relations (23) et (24), il est facile d'écrire les expressions des parties résistive et réactive de l'impédance pour ce type d'émission.

$$R_D = \frac{(W - \delta)}{\varepsilon \omega S} \frac{k_c}{k_c - 1} \chi(\theta) \quad (25)$$

$$X_D = - \frac{W - \delta}{\varepsilon \omega S} \frac{k_c}{k_c - 1} \left(1 - \lambda(\theta) - \frac{W}{W - \delta} \times \frac{1}{k_c} \right) \quad (26)$$

11.2. Première comparaison théorie-expérience

Dans le cas de ce que nous appellerons un mécanisme d'avalanche "pur" ($\Psi = -\frac{\pi}{2}$), il existe une relation simple entre les variations des parties résistive et réactive de l'impédance de la diode non-encapsulée.

En effet, si nous posons :

$$\text{tg } \phi_0 = \frac{X_D - X_{AV}}{R_D} \quad (27)$$

X_{AV} étant la réactance à l'avalanche et égale à $-\frac{W}{\varepsilon \omega S}$ à l'aide des relations (25) et (26), on montre facilement que :

$$\text{tg } \phi_0 = \frac{\frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{\delta}{W - \delta}}{\frac{1 - \cos \theta}{\theta}} \quad (28)$$

La quantité $\text{tg } \phi_0$ n'est fonction que du rapport $\frac{\delta}{W}$ et de l'angle de transit défini par $\frac{W - \delta}{v} \omega$. L'avantage d'utiliser ce rapport $\text{tg } \phi_0$ introduit par GOEDBLOED (10) est qu'il est directement accessible par la méthode de caractérisation décrite précédemment. Nous avons vu en effet que pour des courants de polarisation I_0 tels que :

- 1) $\Delta\rho \ll 1$
- 2) $\Delta\phi \ll 1$
- 3) $|1 - \rho_0| \ll 1$

Le rapport des variations des parties réactive et résistive de l'impédance non encapsulée, se conserve à travers l'encapsulation et vaut en première approximation $\frac{\Delta\phi}{\Delta\rho}$ (relation (19)).

La figure 17 montre l'évolution de $\text{tg } \phi_0$ en fonction de $\frac{\Theta}{\Pi}$ pour différentes valeurs du rapport $\frac{\delta}{W}$. Nous avons choisi une échelle logarithmique pour les abscisses dans la représentation des $\text{tg } \phi_0$ théorique : fonction de $\frac{\Theta}{\Pi}$, et expérimentale : fonction de la fréquence.

Ce choix d'échelle permet par simple translation des courbes théoriques et expérimentales d'obtenir les valeurs du rapport $\frac{\delta}{W}$ et celle de l'angle de transit en fonction de la fréquence. En effet, pour une diode bloquée et pour une température de fonctionnement donnée, nous avons proportionnalité entre l'angle de transit et la fréquence.

Pour trois diodes confinées provenant de différentes séries 4 PA, 61 PC, 28 PP, nous avons relevé les valeurs de $\text{tg } \phi$ en fonction de la fréquence à température ambiante. L'évolution fréquentielle de ces quantités est donnée respectivement sur les figures 18, 19 et 20 (à titre d'exemple, nous présentons sur la figure 21 les cartes de champs des diodes des séries 4 PA et 28 PP).

La superposition des courbes expérimentales avec la courbe théorique laisse apparaître des divergences parfois importantes tant en basse fréquence qu'en haute fréquence, en particulier pour la diode de la série 61 PC. En effet, pour cette diode où des mesures, à température ambiante, dans une large gamme de fréquences, ont pu être réalisées (figure 19), nous avons deux fréquences particulières : l'une voisine de 10 GHz où $\text{tg } \phi$ s'annule, l'autre située vers 14 GHz où cette même quantité passe par des valeurs négatives et positives très grandes.

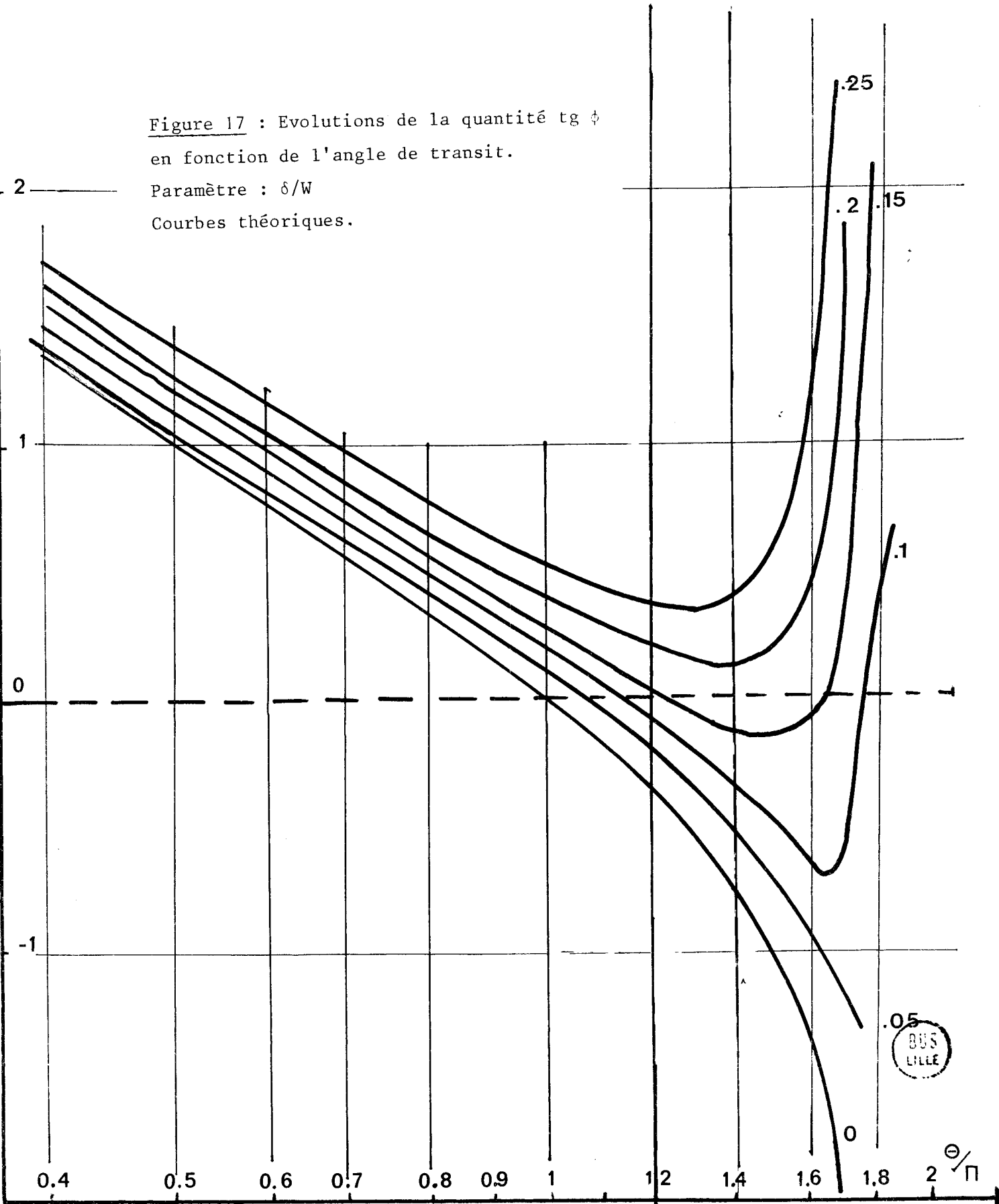
Le passage de $\text{tg } \phi$ par zéro implique que le numérateur de l'expression (28) s'annule. Dans ce cas, l'angle de transit est parfaitement connu si l'on peut estimer, comme nous l'avons fait par d'autres méthodes classiques, le rapport $\frac{\delta}{W}$. En effet, nous avons pour cette fréquence particulière :

$T_g \emptyset$

Figure 17 : Evolutions de la quantité $\text{tg } \phi$
en fonction de l'angle de transit.

Paramètre : δ/W

Courbes théoriques.



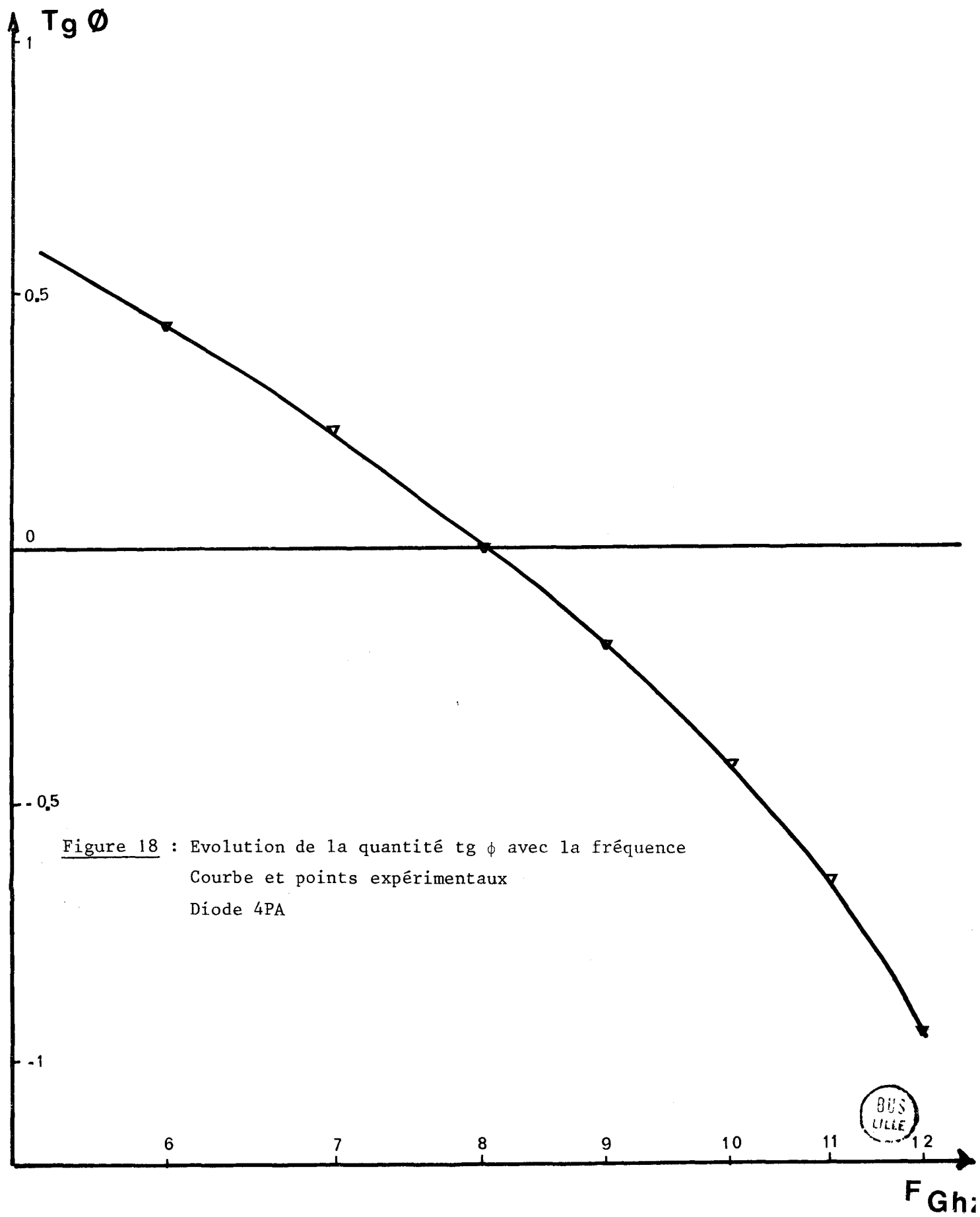
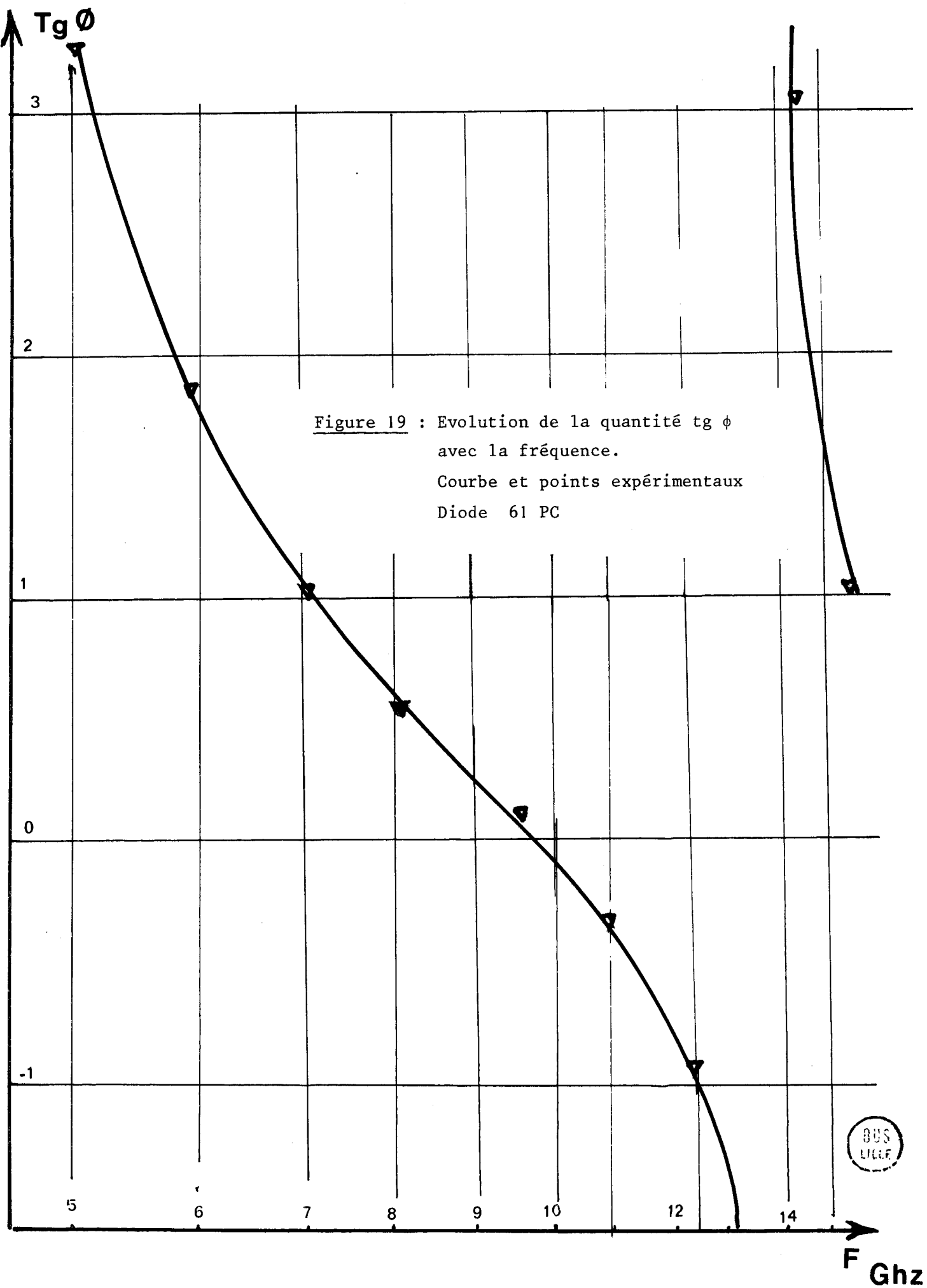


Figure 18 : Evolution de la quantité $\operatorname{tg} \phi$ avec la fréquence
 Courbe et points expérimentaux
 Diode 4PA

BUS
LILLE

F GHz



BUS
LILLE

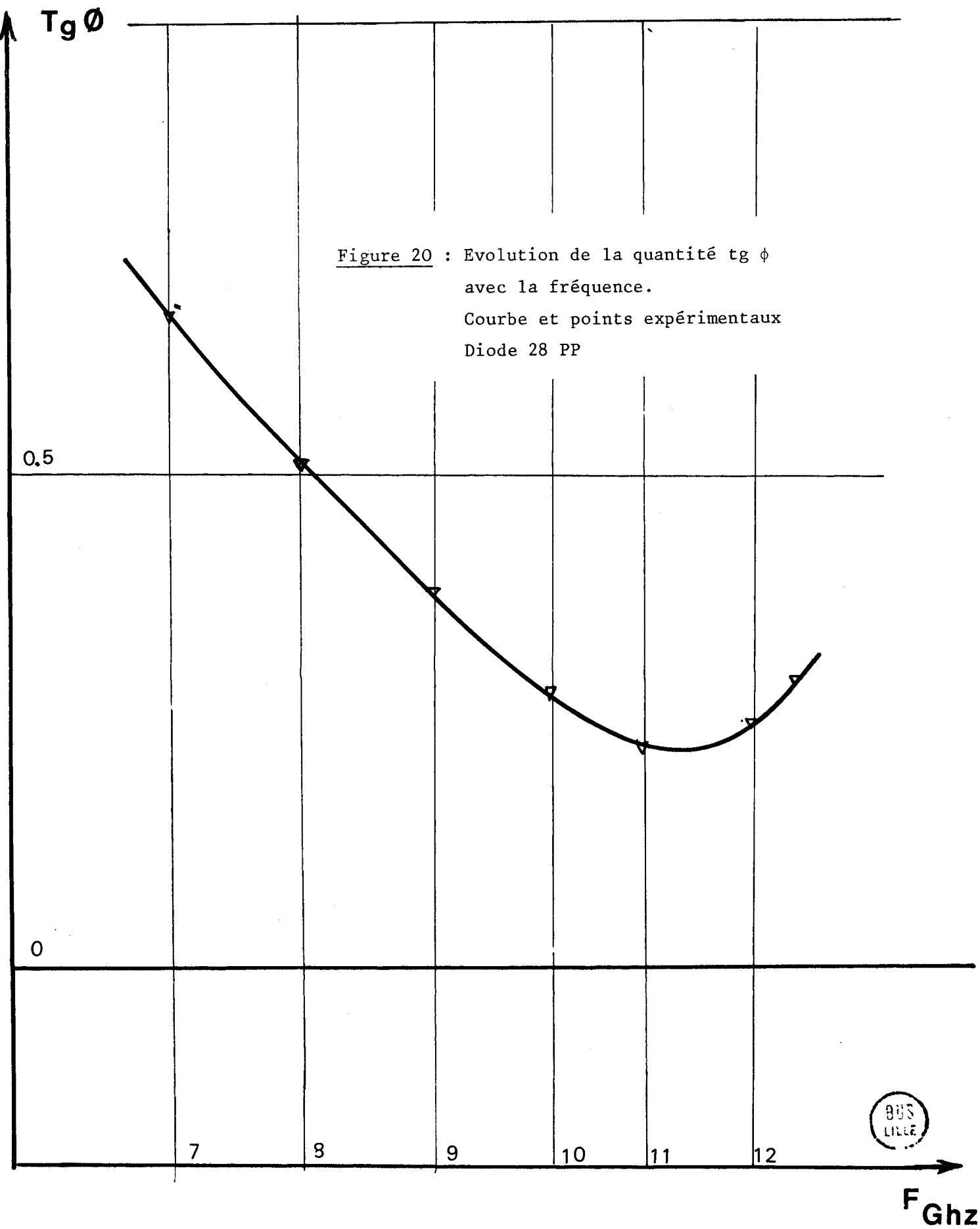


Figure 20 : Evolution de la quantité $tg \phi$
avec la fréquence.
Courbe et points expérimentaux
Diode 28 PP



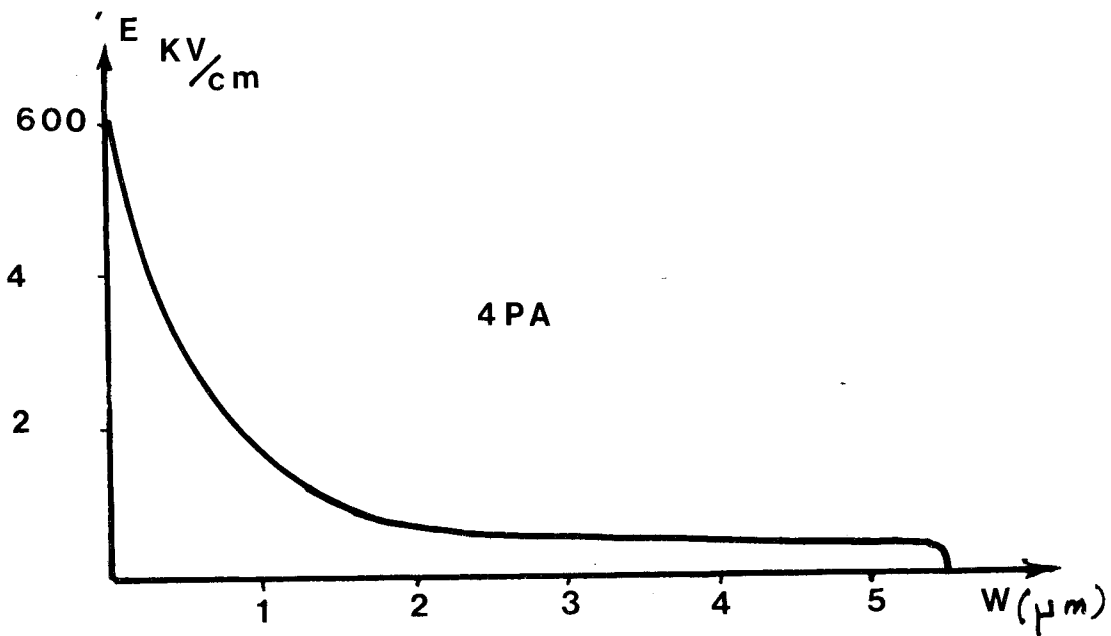
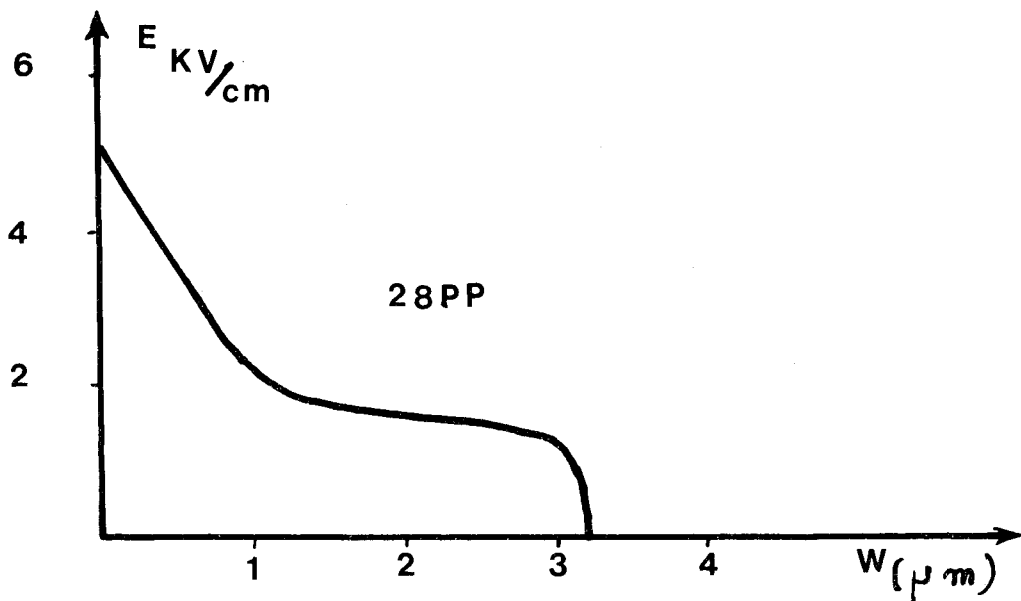


Figure 21 : Cartes de champ électrique



$$\frac{\frac{\delta}{W}}{1 - \frac{\delta}{W}} = - \frac{\sin \theta}{\theta}$$

Pour les diodes de cette série, le rapport $\frac{\delta}{W}$ est voisin de 0.05 ; Ceci nous donne un angle de transit proche de π au passage de $\text{tg } \phi$ par zéro comme le montre la figure (17).

En ce qui concerne le passage de $\text{tg } \phi$ de valeurs fortement négatives à des valeurs fortement positives, la condition est encore plus simple : $\chi(\theta) \neq 0$ (relation (28)). L'angle de transit est alors voisin de 2π .

Si la théorie utilisée était parfaitement adaptée, nous devrions avoir proportionnalité entre l'angle de transit et la fréquence. Dans notre cas, le passage par des valeurs infinies devrait donc se situer vers 20 GHz. Les erreurs systématiques perturbant nos mesures ne peuvent expliquer une pareille divergence.

En conclusion, la théorie simplifiée de l'impédance hyperfréquence linéaire de la diode s'avère insuffisante pour expliquer les phénomènes observés expérimentalement. C'est pourquoi nous allons dans une deuxième étape étudier l'influence de certains phénomènes que nous avons en première approximation négligés tels que les phénomènes de diffusion, de temps de transit dans la zone d'avalanche et de courants de saturation.

Remarque : La méthode que nous venons d'exposer devrait nous renseigner sur le rapport $\frac{\delta}{W}$ lorsque le mécanisme d'émission est bien défini : tunnel ou avalanche en particulier. Dans la réalité, les mécanismes d'émission sont plus ou moins complexes. La méthode de la $\text{tg } \phi$ ne peut à elle seule nous renseigner sur les paramètres caractéristiques de la diode. D'autres méthodes utilisées au laboratoire permettent d'obtenir des renseignements sur la structure semiconductrice. En particulier un calculateur analogique réalisé par Monsieur PLAYEZ (11)

permet d'obtenir directement les cartes de champ électrique, desquelles il est facile d'en déduire δ et W . Cette mesure effectuée au voisinage de 100 MHz, permet de s'affranchir des courants de fuite. A titre d'exemple, nous donnons figure 21, les cartes de champ des diodes utilisées précédemment.

11.3. Influence de la diffusion

Dans l'étude des propriétés hyperfréquences des dispositifs à émission de champ, les phénomènes de diffusion ont été le plus souvent négligés. Cependant, récemment, certains auteurs en particulier KUWAS et HADDAD (12,13) ont abordé le problème.

Si l'on garde l'hypothèse d'une zone d'émission d'épaisseur négligeable, seule la zone de transit sera perturbée (du moins en première approximation) par la présence de diffusion. Qualitativement, il est facile de comprendre l'effet de la diffusion : les porteurs, émis par la zone d'émission, injectés en paquets dans la zone de transit se dispersent progressivement au fur et à mesure qu'ils se propagent dans cette zone. Analytiquement, il est toujours possible, comme dans le cas où l'on néglige les phénomènes de diffusion d'écrire que la densité de porteurs en un point x de la zone de transit s'exprime en fonction de la densité à l'entrée de cette région.

$$n(x) = n(0) e^{-kx} e^{j\omega t} \quad (29)$$

A condition d'introduire dans l'équation de continuité permettant le calcul de k , le phénomène de diffusion, soit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} - v_n \frac{\partial n}{\partial t} - D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0 \quad (30)$$

où D_n est coefficient de diffusion que nous prendrons constant dans la zone de transit. La résolution de cette équation montre que la constante de propagation comporte en plus du terme imaginaire un terme réel qui traduit la dispersion, soit :

$$k = k_r + j k_i$$

avec

$$k = -\frac{v_n}{2D_n} \left(1 - \left(1 + 4j \frac{\omega D_n}{v_n^2} \right)^{1/2} \right)$$

Il en résulte une modification de l'expression de l'impédance de la diode. Un calcul assez simple montre qu'il faut remplacer $\lambda(\theta)$ et $\chi(\theta)$ dans les expressions (25) et (26) permettant le calcul de l'impédance par λ_D et χ_D respectivement définis par les relations suivantes :

$$\lambda_D = \frac{k_r(W-\delta) + e^{-k_r(W-\delta)} \left[k_i(W-\delta) \sin \{k_i(W-\delta)\} - k_r(W-\delta) \cos \{k_i(W-\delta)\} \right]}{(k_r^2 + k_i^2) (W-\delta)^2} \quad (31)$$

$$\chi_D = \frac{k_i(W-\delta) - e^{-k_r(W-\delta)} \left[k_i(W-\delta) \cos \{k_i(W-\delta)\} + k_r(W-\delta) \sin \{k_i(W-\delta)\} \right]}{(k_r^2 + k_i^2) (W-\delta)^2} \quad (32)$$

$$\text{avec } k_i(W-\delta) = \frac{1}{2\xi} \left[\frac{1}{2} \left\{ \left(1 + (40\xi)^2 \right)^{1/2} - 1 \right\} \right]^{1/2} \quad (33)$$

$$k_r(W-\delta) = \frac{1}{2\xi} \left[\left(\frac{1}{2} \left\{ \left[1 + (40\xi)^2 \right]^{1/2} + 1 \right\} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (34)$$

où ξ est le rapport entre la longueur de diffusion et la longueur de la zone de transit.

$$\text{Soit } \xi = \frac{D_n/V_n}{(W-\delta)}$$

Dans ces conditions, $\text{tg } \phi$ prend la forme suivante :

$$\text{tg } \phi = \frac{\frac{\delta}{W-\delta} + \lambda_D}{\chi_D} \quad (35)$$

La présence d'un coefficient de diffusion peut modifier considérablement la valeur de $\text{tg } \phi$: les expressions des termes de transport χ et λ étant extrêmement sensibles à la valeur de ξ traduisant la présence de diffusion comme le montrent les figures (22) et (23). A titre d'exemple, nous représentons l'évolution (figure 24) de $\text{tg } \phi$ pour différentes valeurs du coefficient ξ pour une diode de rapport $\frac{\delta}{W} = 0.1$.

Il est maintenant intéressant d'étudier dans quelle mesure l'influence de la diffusion permet d'expliquer les résultats obtenus. Dans ce but, pour les diodes précédemment étudiées des séries 4 PA et 28 PP, la quantité $\text{tg } \phi$ théorique a été calculée à partir de la relation 35.

Les paramètres utilisés sont :

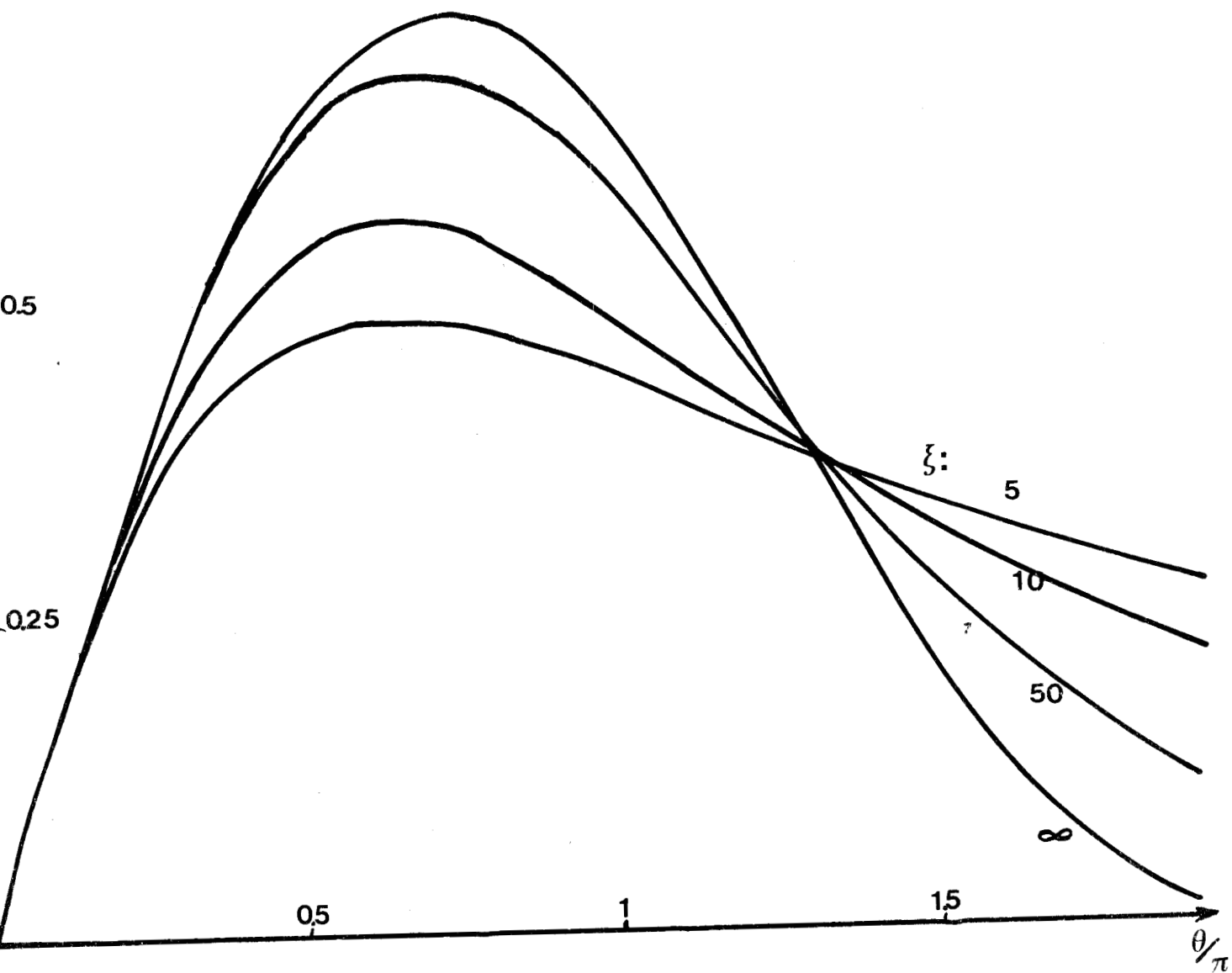
- pour la 4 PA $\frac{\delta}{W} = 0.05$ $W = 5,5 \mu\text{m}$
- pour la 28 PP $\frac{\delta}{W} = 0.17$ $W = 3,2 \mu\text{m}$

χ_D

0.75

0.5

0.25



0.5

1

1.5

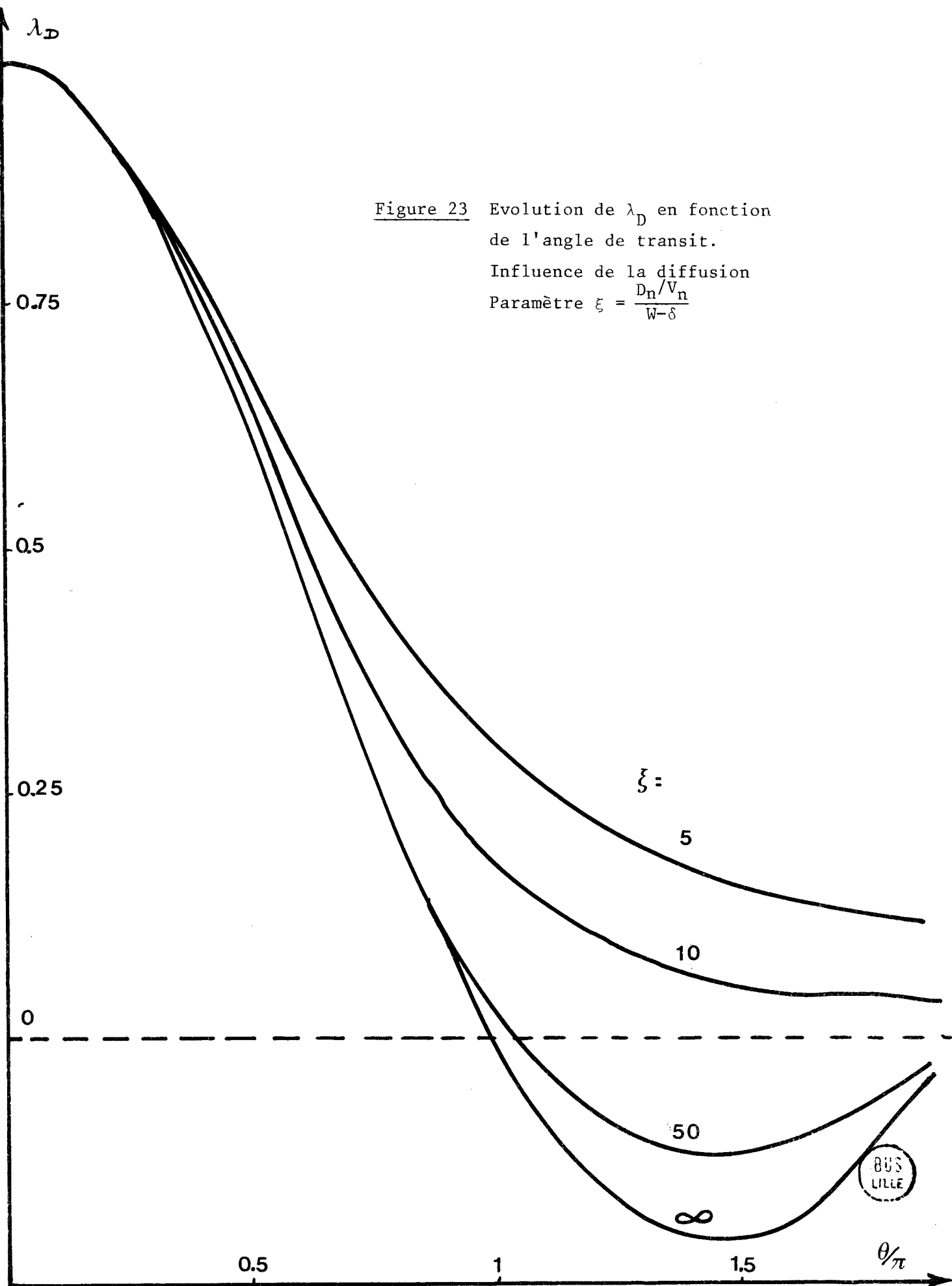
 θ/π

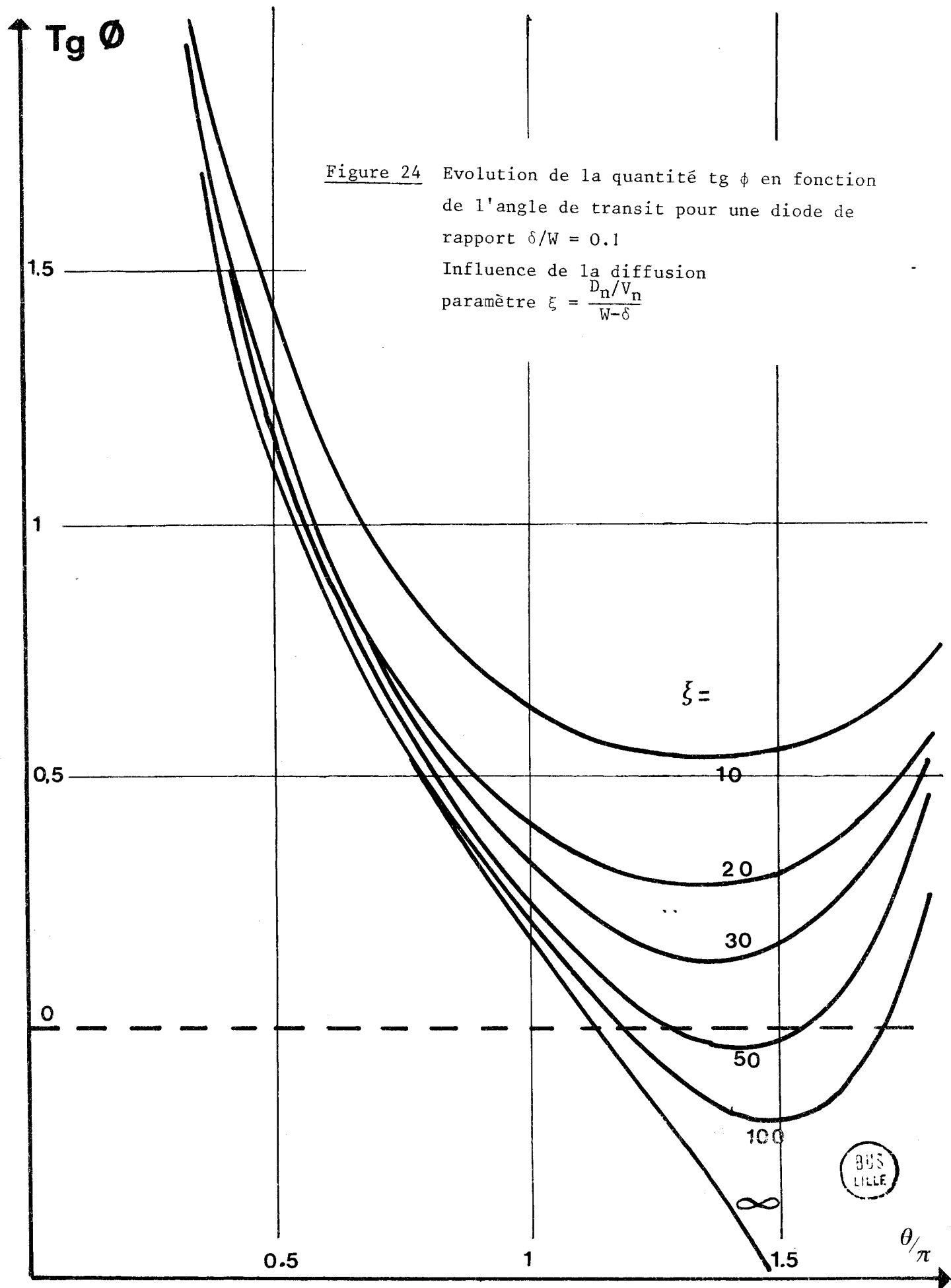
Figure 22 Evolution de χ_D en fonction de l'angle de transit.

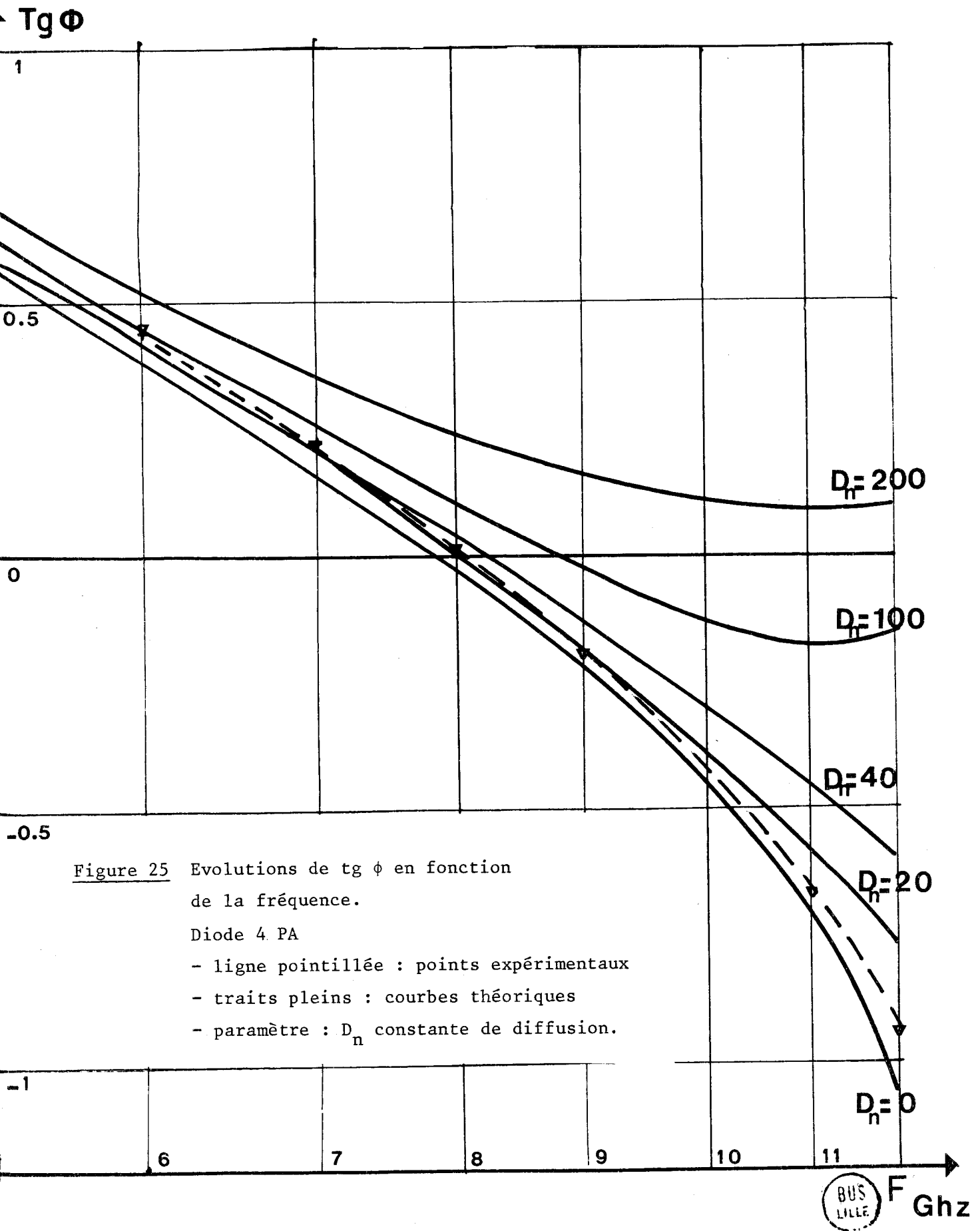
Influence de la diffusion

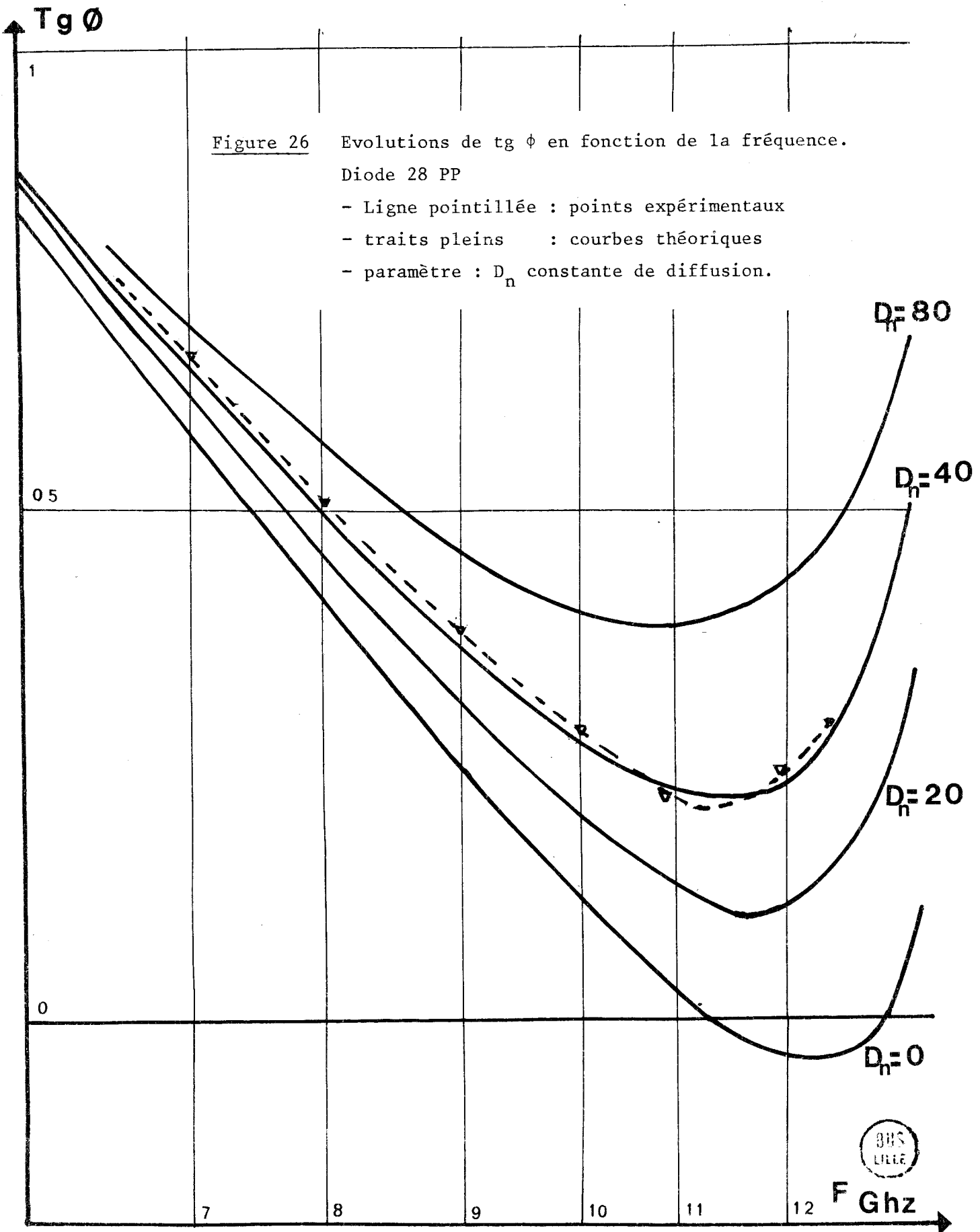
Paramètre $\xi = \frac{D_n/V_n}{W-\delta}$











Dans les deux cas, la vitesse des électrons est prise égale à $0.75 \cdot 10^7$ cm/s. La mesure de $\text{tg } \phi$ se fait à courant faible $I_0 \neq 10$ mA, la température de la diode est voisine de l'ambiante. Dans ces conditions, la valeur de la vitesse choisie correspond à $t \neq 40^\circ\text{C}$. Pour différentes valeurs du coefficient de diffusion D_n exprimé en cm^2/s , nous avons tracé un réseau de courbes représentant l'évolution de $\text{tg } \phi$ en fonction de D_n et de $\frac{\theta}{\pi}$ (figures 25 et 26).

Dans ce cas, la meilleure concordance entre les courbes théoriques et expérimentales est obtenue (figures 25 et 26) pour des valeurs de D_n valant respectivement $20 \text{ cm}^2/\text{s}$ (diode 4 PA) et $50 \text{ cm}^2/\text{s}$ (diode 28 PP). Ce résultat nous donne indirectement l'ordre de grandeur du coefficient de diffusion en champ fort dans le GaAs (14) ce qui est intéressant car ce coefficient est actuellement fort mal connu.

Si la présence d'un coefficient de diffusion peut expliquer les légères divergences existant entre la théorie et l'expérience pour les deux diodes 4 PA et 28 PP, il n'en est pas de même pour la 61 PC pour laquelle seules des valeurs négatives du coefficient de diffusion permettraient la concordance théorie-expérience, ce qui physiquement est impossible. Il nous faut donc envisager d'autres causes possibles, susceptibles d'expliquer les anomalies et physiquement acceptables.

11.4. Influence de la variation de la phase d'injection

Dans nos études précédentes, nous avons considéré que l'angle d'injection ψ des porteurs était de $-\frac{\pi}{2}$. Ceci n'est pas toujours réalisé. En effet, nous avons admis les hypothèses simplificatrices suivantes :

- la zone d'émission est infiniment mince.

Pratiquement, il n'en est pas toujours ainsi et il faut tenir compte du temps de transit des porteurs dans cette zone. A cet effet, certains auteurs [15] ont introduit un retard τ_γ à l'établissement du courant d'avalanche.

- le courant de saturation dû aux porteurs minoritaires est négligeable.

Il en est de même pour une injection de porteurs par effet tunnel pur ou assisté thermiquement.

Tous ces effets "parasites" peuvent entraîner une modification de l'angle d'injection. En particulier la présence d'un courant de saturation I_s et d'un temps de transit τ_γ en zone d'avalanche peuvent être reliées facilement à une variation $\Delta\psi$ de l'angle d'injection (15) par la relation suivante :

$$\operatorname{tg} \Delta\psi = -\sigma \quad (36)$$

$$\text{avec } \sigma = \frac{K}{\omega} \frac{I_s}{I_0} - \omega\tau_\gamma \quad (37)$$

Dans le cas d'un courant tunnel, l'expression de σ est un peu plus complexe. On peut cependant, en première approximation, remplacer I_s par le courant tunnel moyen initialement à l'avalanche. On obtient alors un ordre de grandeur (légèrement sous évalué) de σ .

A l'aide des relations (23) et (24), nous obtenons les expressions des parties résistive et réactive de l'impédance en fonction de la variation $\Delta\Psi$ de la phase d'injection.

En posant $\Psi = -\frac{\pi}{2} + \Delta\Psi$ nous avons :

$$R_D = \frac{W-\delta}{\epsilon\omega S} \left[(k_c - \cos \Delta\Psi) \chi(\theta) + \left(\lambda(\theta) + \frac{\delta}{W-\delta} \right) \sin \Delta\Psi \right] \frac{k_c}{k_c^2 - 2k_c \cos \Psi + 1} \quad (38)$$

$$X_D = -\frac{W-\delta}{\epsilon\omega S} \left[(1-\lambda(\theta)) (k_c - \cos \Delta\Psi) + \left(\frac{1}{k_c} - \cos \Delta\Psi \right) \frac{W}{W-\delta} + \sin \Delta\Psi \cdot \chi(\theta) \right] \frac{k_c}{k_c^2 - 2k_c \cos \Delta\Psi + 1} \quad (39)$$

Dans ces conditions, le rapport $\operatorname{tg} \phi$ s'écrit :

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\operatorname{tg} \phi_0 - \frac{\sin \Delta\Psi}{k_c - \cos \Delta\Psi}}{1 + \operatorname{tg} \phi_0 \frac{\sin \Delta\Psi}{k_c - \cos \Delta\Psi}} \quad (40)$$

$$\text{Avec } \operatorname{tg} \phi_0 = \frac{\frac{\delta}{W - \delta} + \frac{\sin \theta}{\theta}}{\frac{1 - \cos \theta}{\theta}}$$

Pour des courants de polarisation très inférieurs au courant d'avalanche, c'est à dire pour $k_c \ll 1$, l'expression (40) devient :

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\operatorname{tg} \phi_0 + \operatorname{tg} \Delta \Psi}{1 - \operatorname{tg} \phi_0 \operatorname{tg} \Delta \Psi}$$

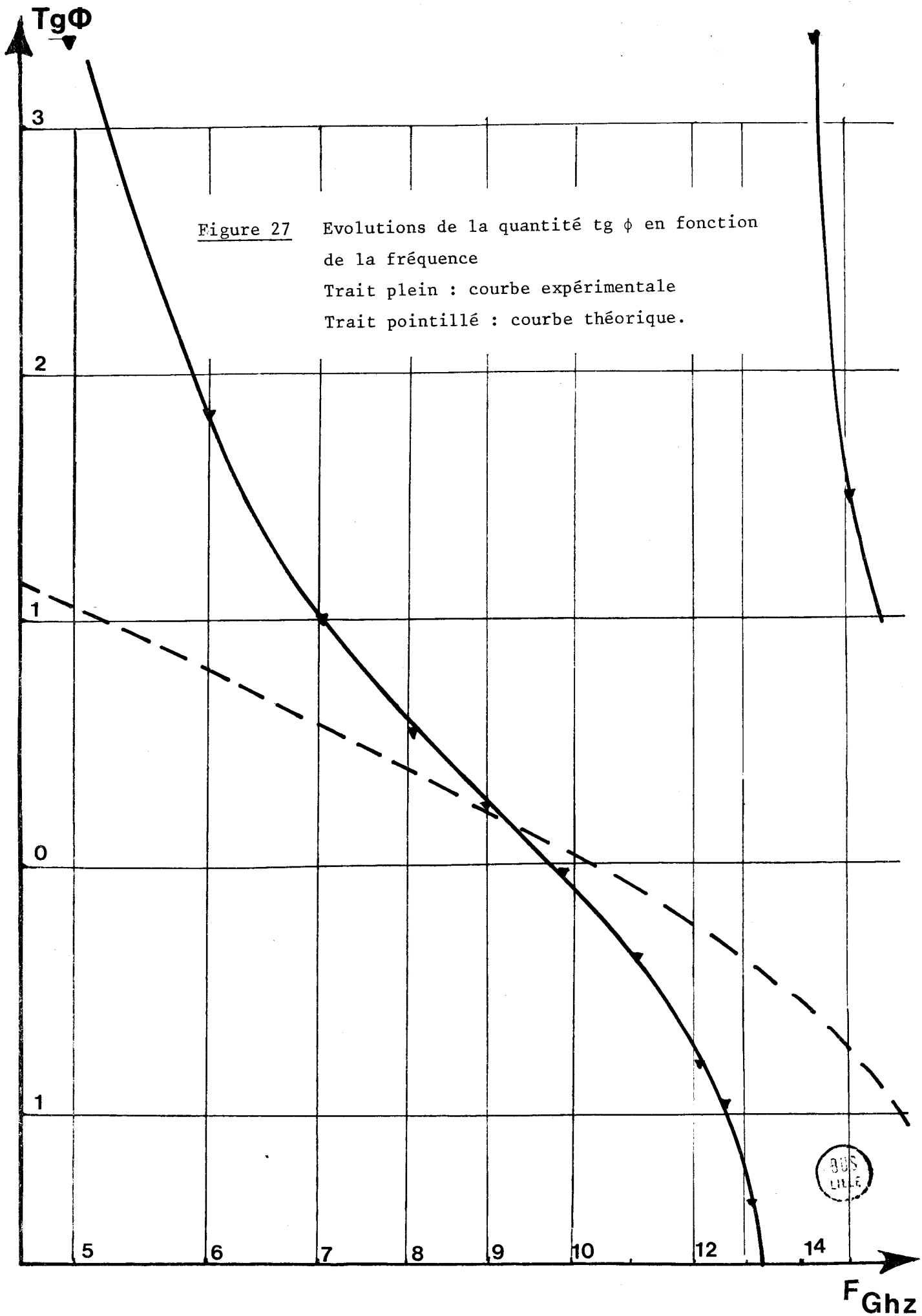
$$\text{Soit } \operatorname{tg} \phi = \operatorname{tg} (\phi_0 + \Delta \Psi) \quad (41)$$

En résumé, nous voyons que la présence d'un courant de saturation et d'un temps de transit en zone d'avalanche modifie l'angle ϕ défini par $\operatorname{Arc} \operatorname{tg}(X_D - X_{AV})/R_D$ d'un angle égal à la variation de phase d'injection (par rapport à sa valeur normale $-\frac{\pi}{2}$). Cet angle $\Delta \Psi$ peut être positif ou négatif suivant les valeurs respectives de I_S , de τ_γ et de la fréquence.

La valeur du rapport δ/W est déterminée par des mesures en basses fréquences où les effets du courant de saturation et du temps de transit sont négligeables. En utilisant la valeur de la vitesse qui est relativement bien connue à la température ambiante, nous pouvons calculer la valeur théorique de $\operatorname{tg} \phi_0$. Par comparaison avec les résultats expérimentaux, il nous est possible d'en déduire à chaque fois, la variation $\Delta \Psi$ de l'angle d'injection.

Dans ce but, nous avons représenté sur la figure 27, l'évolution de $\operatorname{tg} \phi_0^*$ calculée en fonction de la fréquence pour la diode de la série 61 P ($\omega = 4 \mu$, $\delta = 0,2 \mu$) en considérant une vitesse égale à $0,75 \cdot 10^7$ cm/s. Nous avons également fait figurer sur le même graphe les valeurs expérimentales de $\operatorname{tg} \phi$. L'angle d'injection excédentaire est déterminé pour chaque fréquence. Son évolution fréquentielle est représentée sur la figure 28. A l'aide des relations 36 et 37, nous en déduisons les valeurs de τ_γ et du rapport $\frac{I}{I_0}$ (que nous avons admis constant) pour une valeur K de 2,9

* Nous négligerons ici l'influence de la diffusion. En effet, pour des champs de l'ordre de 20 kV, la valeur du coefficient de diffusion est inférieure à 20. Les valeurs de $\operatorname{tg} \Psi$ ne sont que très peu modifiées.



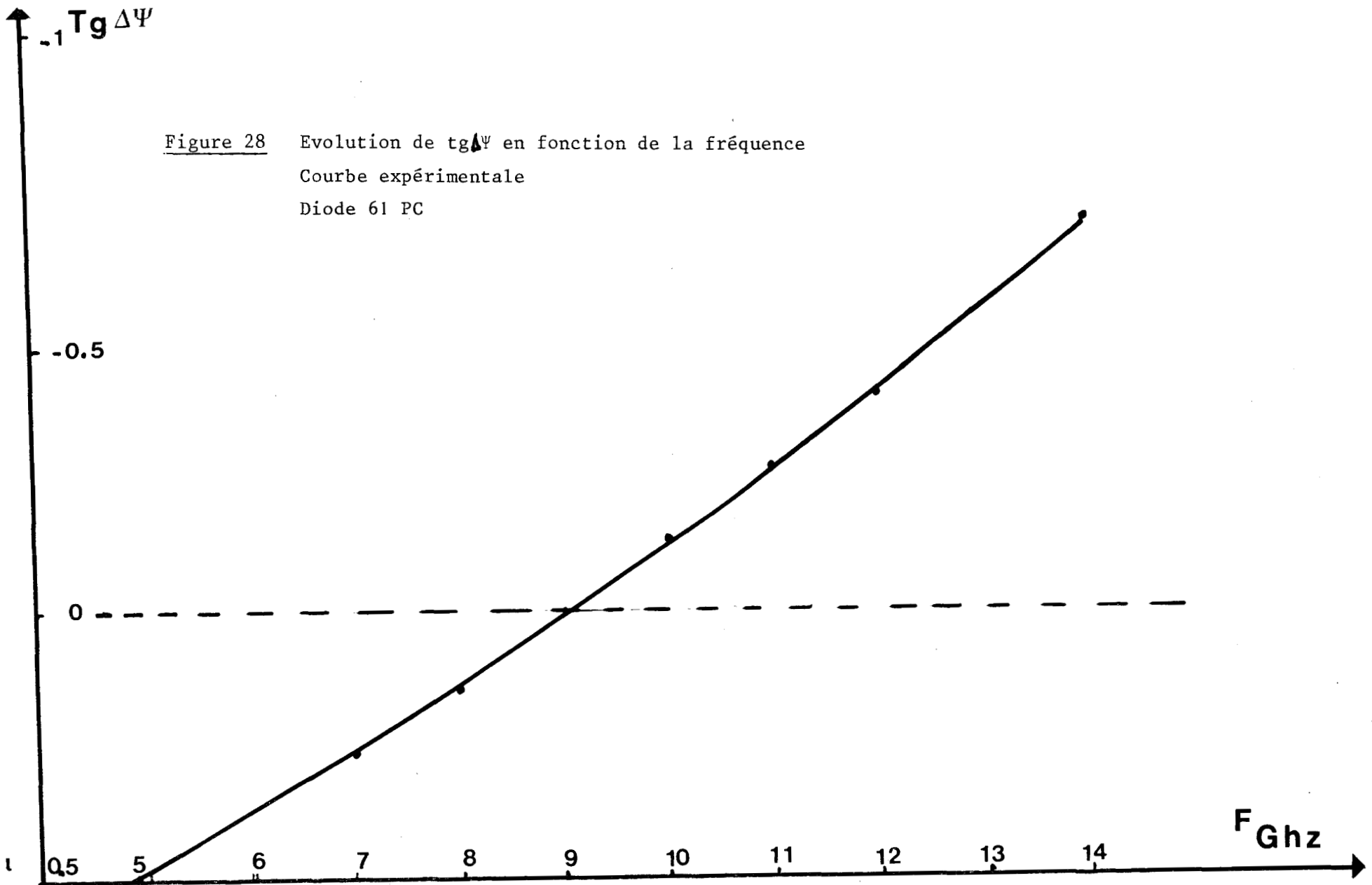


Figure 28 Evolution de $\text{tg } \Delta\Psi$ en fonction de la fréquence
 Courbe expérimentale
 Diode 61 PC



$$\text{Soit } \tau_Y = 9.10^{-12} \text{ s}$$

$$\frac{I_\delta}{I_0} = 2.7 \cdot 10^{-2}$$

Nous remarquons que la valeur du rapport I_δ/I_0 est assez élevée, mais cependant, cette valeur est normale pour les diodes de profil différencié caractérisé par un champ en zone d'avalanche élevée. Dans ce cas, le courant tunnel est loin d'être négligeable. Par contre, il n'en est pas de même pour la valeur de τ_Y . Cette valeur comparée aux valeurs trouvées dans la littérature (typiquement $3 \cdot 10^{-12}$ s) est anormalement élevée. Une étude de la variation de la phase d'injection en fonction du profil de dopage et du niveau hyperfréquence a été effectuée numériquement par Monsieur ALLAMANDO et Al (16). Les variations de phase obtenues sont (par rapport à $\Psi = -90^\circ$) de quelques degrés en régime linéaire. Or nous avons constaté que les variations expérimentales de la phase étaient supérieures à celles que laissait prévoir cette théorie. A notre avis, l'effet observé peut être dû à la présence d'un autre phénomène étudié récemment par OKUTO et CROWELL (17). OKUTO tient compte de la non localisation du taux d'ionisation en zone d'avalanche et fait apparaître un temps de transit supplémentaire dans cette zone. L'étude complète de tous ces effets est assez complexe, et dans l'état actuel de la question, il est difficile d'obtenir d'une manière quantitative, une valeur du τ_Y équivalent. Nos résultats expérimentaux semblent cependant indiquer que dans certains cas, il est possible d'obtenir des phases d'injection très différentes de 90° soit par valeurs inférieures (cas des basses fréquences et d'un effet tunnel prépondérant) soit par valeurs supérieures (en hautes fréquences).

Il est toutefois intéressant de remarquer que ces différents effets se compensent, ou sont peu importants pour les fréquences voisines de celle donnant $\text{tg } \phi = 0$. Dans cette plage de fréquence, les variations de la phase d'injection $\Delta\Psi$ sont faibles (figure 27) et nous allons dans la suite de notre travail essentiellement nous intéresser à ces fréquences en vue d'étudier, en particulier, la variation de la vitesse des porteurs en fonction de la température.

11.5. Détermination de la vitesse des porteurs

La mesure en basses fréquences de la résistance de charge d'espace définie par la relation suivante :

$$R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2 \varepsilon v S} \quad (42)$$

permet d'obtenir la valeur de la vitesse si l'on connaît avec précision W , ε , δ et la surface S de la jonction. Si l'on connaît assez précisément W , δ , il n'en est pas de même pour la surface de la pastille semiconductrice. L'aire de la jonction est mesurée par planimétrie d'une photographie prise au microscope électronique. Des phénomènes tels que la sous gravure et la forme conique de la diode dus à l'élaboration des mésas entraînent des écarts importants entre la surface mesurée et la surface réelle du composant.

Si l'on suppose que la permittivité du matériau est parfaitement connue, un calcul d'erreur va nous montrer que la valeur de la vitesse des porteurs ainsi calculée est très imprécise.

Nous pouvons écrire :

$$\frac{\Delta v}{v} = 2 \left(\frac{\Delta W}{W} \frac{W}{W-\delta} + \frac{\delta}{W-\delta} \frac{\Delta \delta}{\delta} \right) + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta R_c}{R_c}$$

Si l'on suppose que les valeurs moyennes des erreurs sont :

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta \delta}{\delta} = 5 \%$$

$$\frac{\Delta R_c}{R_c} = 5 \% \text{ et } \frac{\Delta S}{S} = 10 \%$$

Pour une diode de 5μ de longueur et de 1μ de largeur de zone d'émission, nous obtenons une erreur relative sur la vitesse égale à :

$$\frac{\Delta v}{v} = 30 \%$$

L'utilisation du produit $R_c C_A$ (R_c : résistance de charge d'espace, C_A capacité à l'avalanche), permet de s'affranchir de l'indétermination sur la surface (dans la mesure où la surface de la jonction en régime d'avalanche est égale à la surface électrostatique). Ce produit $R_c \cdot C_A$ peut s'écrire :

$$R_c C_A = \frac{(W - \delta)^2}{2 v W} \quad (43)$$

D'où une détermination de la vitesse par la relation suivante :

$$v = \frac{(W - \delta)^2}{2 R_c C_A \cdot W} \quad (44)$$

Nous pouvons dans ce cas estimer l'erreur relative sur la valeur de la vitesse. Nous obtenons :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta W}{W} \left(\frac{W + \delta}{W - \delta} \right) + \frac{2 \Delta \delta}{\delta} \frac{\delta}{W - \delta} + \frac{\Delta R_c}{R_c} + \frac{\Delta C}{C}$$

Si l'on postule comme précédemment :

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta \delta}{\delta} = 5 \% \quad \frac{\Delta R_c}{R_c} = 5 \%$$

pour un $\frac{\Delta C}{C}$ égal à 5 % nous obtenons pour la même diode :

$$\frac{\Delta v}{v} = 20 \%$$

Si cette méthode est un peu précise que la précédente, l'erreur relative demeure encore importante. Il nous faut donc envisager d'autres méthodes de détermination de la vitesse. Dans les méthodes décrites ci-dessus les mesures sont effectuées en basses fréquences. Nous allons voir maintenant comment il est possible pour une diode idéale ($\Psi = -\frac{\pi}{2}$) d'obtenir la valeur de la vitesse des porteurs à partir de mesures hyperfréquences.

Lorsque la qualité $\text{tg } \phi$ s'annule nous pouvons écrire l'égalité suivante :

$$\frac{\delta/W}{1 - \delta/W} = - \frac{\sin \theta_o}{\theta_o}$$

La valeur de l'angle de transit donnant cette condition n'est fonction que du rapport δ/W . Cet angle de transit et cette valeur de δ/W sont obtenus par simple translation des courbes $\text{tg } \phi$ théoriques fonction de $\frac{\omega}{\pi}$ et $\text{tg } \phi$ expérimentales, fonction de la fréquence. Une mesure de la capacité à l'avalanche permet d'accéder à la valeur de W . La valeur de la vitesse s'en déduit immédiatement à l'aide de la relation suivante :

$$v = \frac{W \left(1 - \frac{\delta}{W}\right)}{\theta_0} \omega_0 \quad (45)$$

L'erreur commise sur la valeur de la vitesse est pratiquement égale à celle faite sur la valeur de W. Cette méthode aura donc l'avantage d'être plus précise. Toutefois, pour que cette méthode soit applicable, il faut que le modèle simplifié de l'impédance soit valable (c'est à dire $\Delta\Psi \neq 0$), ce qui est le cas lorsque $\text{tg } \phi$ est voisin de zéro.

Cette méthode présente également l'avantage d'être effectuée à courant quasi nul, éliminant ainsi toutes les erreurs dues aux dérives thermiques provoquées par la présence d'un courant de polarisation important.

Toutes ces méthodes de détermination absolue de la valeur de la vitesse des porteurs sont plus ou moins entachées d'erreurs dues en particulier à la connaissance imparfaite de la structure. C'est pourquoi nous allons étudier les variations du rapport $\frac{v_T}{v_{\text{amb}}}$ où v_T et v_{amb} sont respectivement les vitesses à la température de fonctionnement T et à la température ambiante. Cette manière de procéder permet d'éliminer un grand nombre d'erreurs. En effet, si l'on admet que la longueur de la zone de transit ne dépend pas de la température (diode très confinée), la variation de la résistance de charge d'espace en fonction de la température nous renseigne directement sur la variation de la vitesse des porteurs. Nous pouvons effectivement écrire :

$$\frac{R_{c \text{ amb}}}{R_{c T}} = \frac{v_T}{v_{\text{amb}}} \quad (46)$$

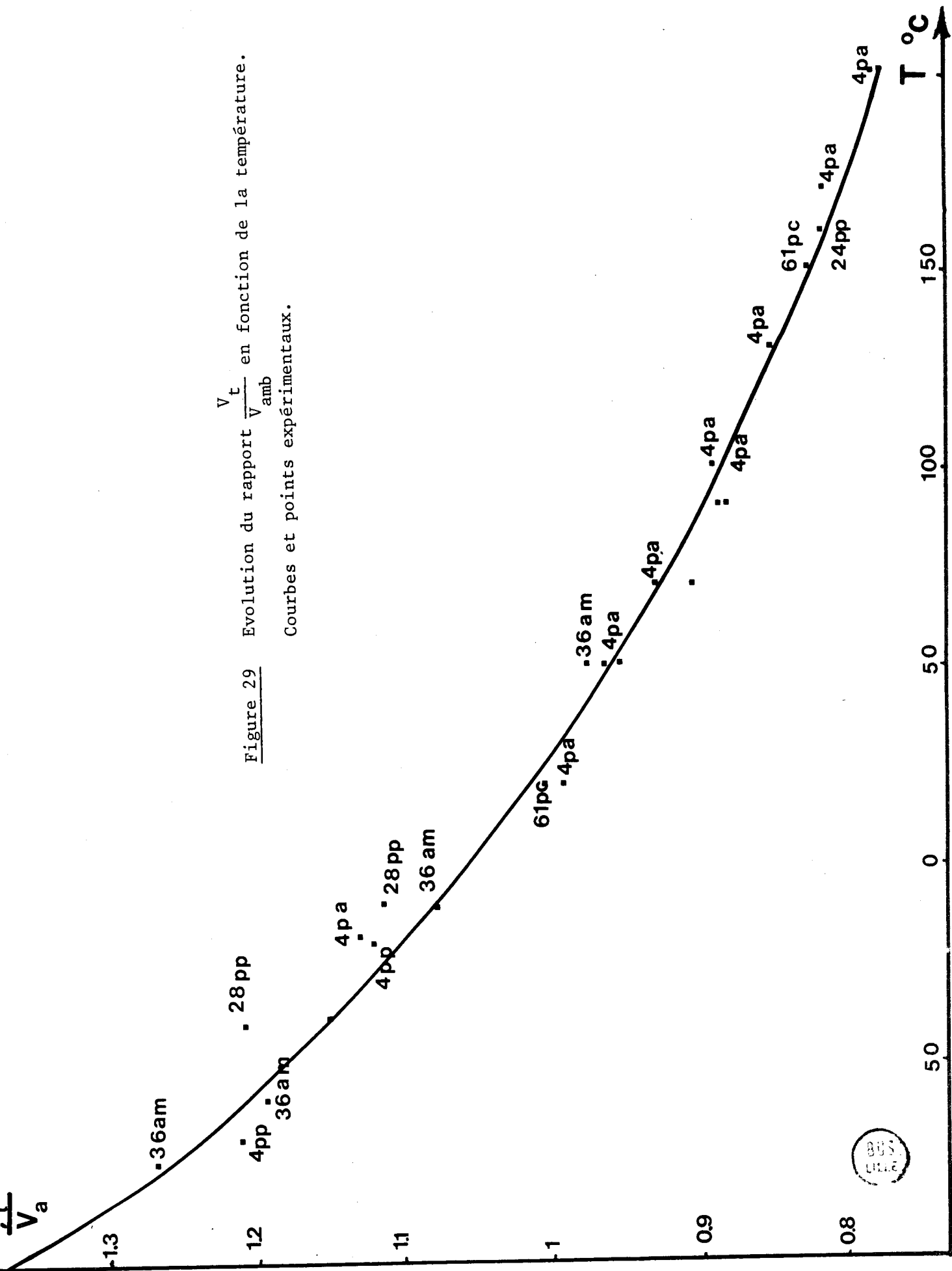
Avec : $R_{c \text{ amb}}$: résistance de charge d'espace à la température ambiante.

et $R_{c T}$: résistance de charge d'espace à la température de fonctionnement T.

L'évolution de la quantité $\text{tg } \phi$ en fonction de la température peut également nous renseigner sur la variation de la vitesse. Cette quantité $\text{tg } \phi$ s'annule pour une valeur de l'angle de transit bien définie satisfaisant à la condition suivante :

$$\frac{\sin \theta}{\theta} = - \frac{\delta}{W \cdot \delta}$$

Dans ce cas, il est facile pour une diode parfaitement bloquée, de montrer que :



$$\frac{v_T}{v_{amb}} = \frac{\omega_T}{\omega_{amb}} = \frac{f_T}{f_{amb}} \quad (47)$$

avec : f_T : fréquence entrainant $tg \phi = 0$ pour une température T.

et : f_{amb} : fréquence entrainant $tg \phi = 0$ pour la température ambiante.

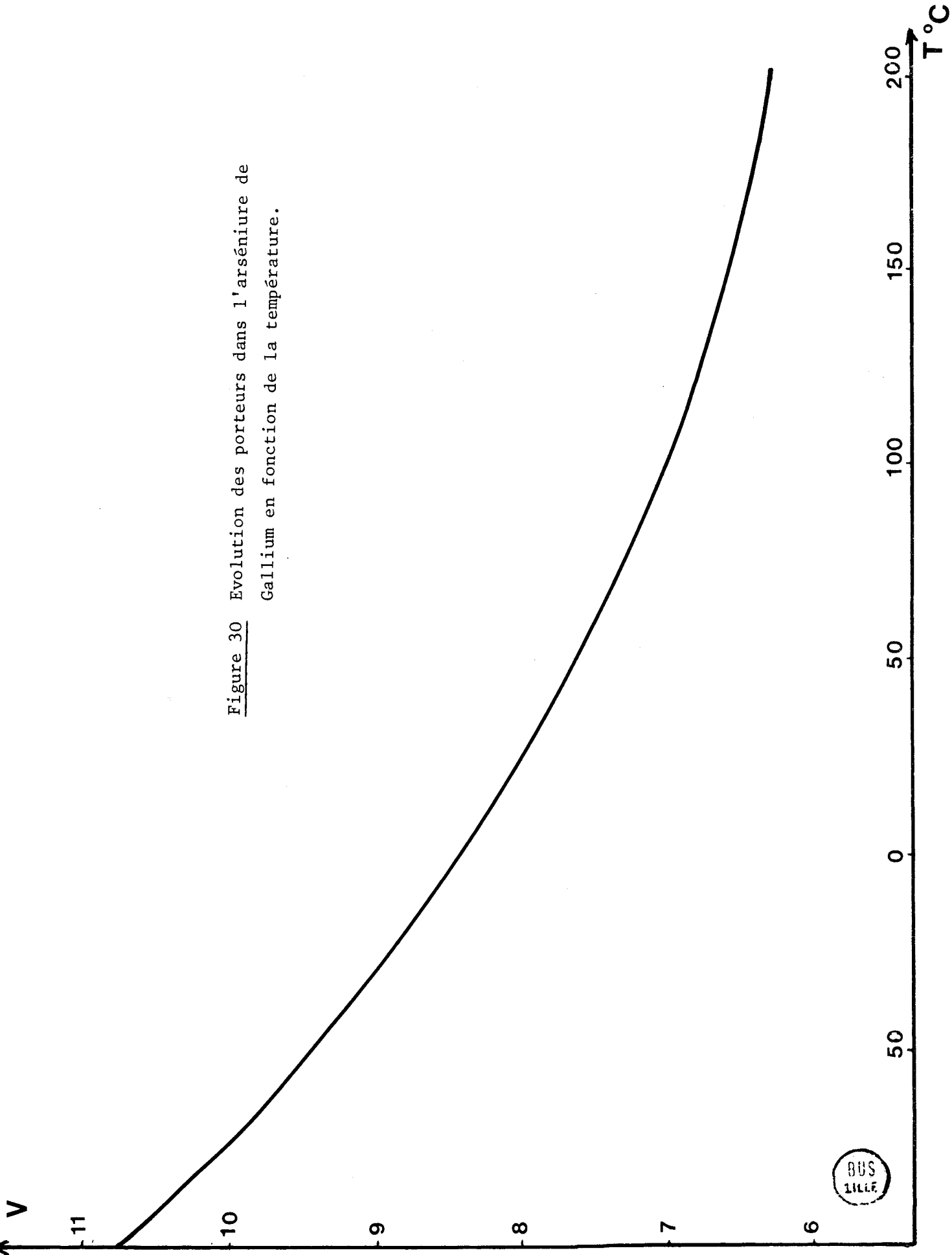
A titre d'exemple, pour la diode de la série 4 PA nous avons reporté dans le tableau ci-dessous les valeurs de résistances de charge d'espace mesurées au pont général Radio pour une fréquence de 3 MHz, ainsi que les valeurs des fréquences pour lesquelles $tg \phi$ s'annule. Les mesures ont été effectuées dans les deux cas aux températures suivantes : 20°C, 70°C, 100°C, 170°C, 200°C.

T° C	R _c Ω	f _T en GHz	$\frac{v_T}{v_{amb}}$ par R _c	$\frac{v_T}{v_{amb}}$ par tg φ
20 °	290	8	1	1
70 °	310	7.45	0.94	0.93
100 °	322	7.2	0.9	0.9
170 °	360	6.56	0.81	0.82
200 °	374	6.2	0.78	0.78

Un excellent accord apparait entre les deux déterminations du rapport v_T/v_{amb} .

Pour compléter cette étude, nous avons effectué des mesures pour plusieurs diodes dans une gamme de température plus étendue (- 100°C + 200°C). L'évolution du rapport v_T/v_{amb} est représentée sur la figure 29. La concordance des résultats pour les températures de fonctionnement supérieures à zéro degré Celcius est assez bonne. Pour les basses températures de fonctionnement, il existe une dispersion assez sensible des résultats. Toutefois, cette zone de températures inférieures à zéro Celcius ne présente qu'un intérêt très faible pour les applications classiques des didoes IMPATT.

Figure 30 Evolution des porteurs dans l'arséniure de Gallium en fonction de la température.



Il est alors facile à partir de cette loi de variation de la vitesse d'obtenir la vitesse des électrons dans le matériau. Les résultats publiés quant à la valeur de la vitesse des porteurs à température ambiante sont compris entre $0.6 \cdot 10^7$ cm/s et 10^{+7} cm/s. Il semble toutefois que la valeur la plus communément admise est égale à $0.8 \cdot 10^7$ cm/s [19, 19]. Pour cette valeur de vitesse ambiante, la figure 30 illustre l'évolution de la vitesse des porteurs (dans l'arséniure de gallium) en fonction de la température. Cette détermination de la vitesse des porteurs reste valable même dans le cas où d'autres méthodes de caractérisation du matériau donneraient une valeur de la vitesse à la température ambiante différente.

C H A P I T R E III

III - APPLICATIONS DE LA METHODE SIMPLIFIEE A L'OSCILLATION ET A L'AMPLIFICATION

Introduction

La méthode de mesure exposée précédemment permet de déterminer certaines caractéristiques du matériau semiconducteur. Nous avons en particulier obtenu la valeur et l'évolution en fonction de la température de la vitesse des porteurs dans l'Arséniure de Gallium ainsi qu'une estimation de la valeur du coefficient de diffusion en champ électrique élevé.

Nous nous proposons maintenant de montrer que la méthode simplifiée peut s'avérer très utile à l'utilisateur des diodes à avalanche pour la réalisation d'oscillateurs et d'amplificateurs hyperfréquences. Ce dernier est intéressé par l'obtention de rendements élevés et de puissances importantes. Or, la définition de structures permettant l'obtention d'une puissance ou d'un rendement optimal est souvent difficile étant donné le nombre de mécanismes intervenant dans le fonctionnement des diodes ATT. L'optimisation peut être effectuée sur ordinateur à l'aide de programmes complexes (20). Cette manière de procéder nécessitant la connaissance de tous les mécanismes physiques ainsi que leurs effets sur le fonctionnement des diodes s'avère longue et coûteuse.

Dans notre étude, nous nous intéressons plus particulièrement aux moyens pratiques permettant le choix et la caractérisation d'une structure. Des mesures réalisées par la méthode simplifiée (en régime linéaire) nous allons voir tout d'abord comment il est possible de déterminer le rendement susceptible d'être obtenu. Ce rendement émis ne tient pas compte des pertes, il faut donc introduire un rendement utile. La différence entre le rendement émis η_e et le rendement utile η_u peut dépendre dans une large mesure de l'encapsulation utilisée et nous serons amenés à utiliser les résultats du premier chapitre pour en étudier l'influence. Nous verrons enfin que la méthode simplifiée permet également de déterminer les propriétés des amplificateurs à réflexion.

III.1. Critère de rendement

Dans cette étude, nous nous proposons de montrer que l'évolution de la quantité $\text{tg } \phi$ en fonction de la fréquence permet d'obtenir une information sur le rendement potentiel d'une diode à avalanche. Il existe en effet une "corrélation" entre le rendement susceptible d'être "émis" et le minimum de la fonction $\text{tg } \phi = g(\omega)$ introduite au chapitre II. Nous verrons qu'en première approximation que plus le minimum de cette fonction est petit, plus la structure est propice à l'obtention de rendements favorables.

Etude théorique

Dans cette étude, nous considérons tout d'abord le cas le plus simple, c'est à dire le cas de diodes où le mécanisme d'émission est un mécanisme d'avalanche pur caractérisé par une phase d'injection de $-\frac{\pi}{2}$. Nous généralisons ensuite aux structures où le mécanisme d'émission est plus complexe et en conséquence la phase d'injection quelconque.

III.1.1. Phase d'injection de $-\frac{\pi}{2}$

Avec cette hypothèse de travail, nous avons vu au deuxième chapitre que l'évolution de la quantité $\text{tg } \phi$ en fonction de la fréquence nous renseigne directement sur la valeur du rapport δ/W (figure 17). Or la valeur du rendement est directement proportionnelle au facteur $(1 - \delta/W)$. En effet on montre pour $\psi = -\frac{\pi}{2}$ que le rendement est donné par la relation suivante :

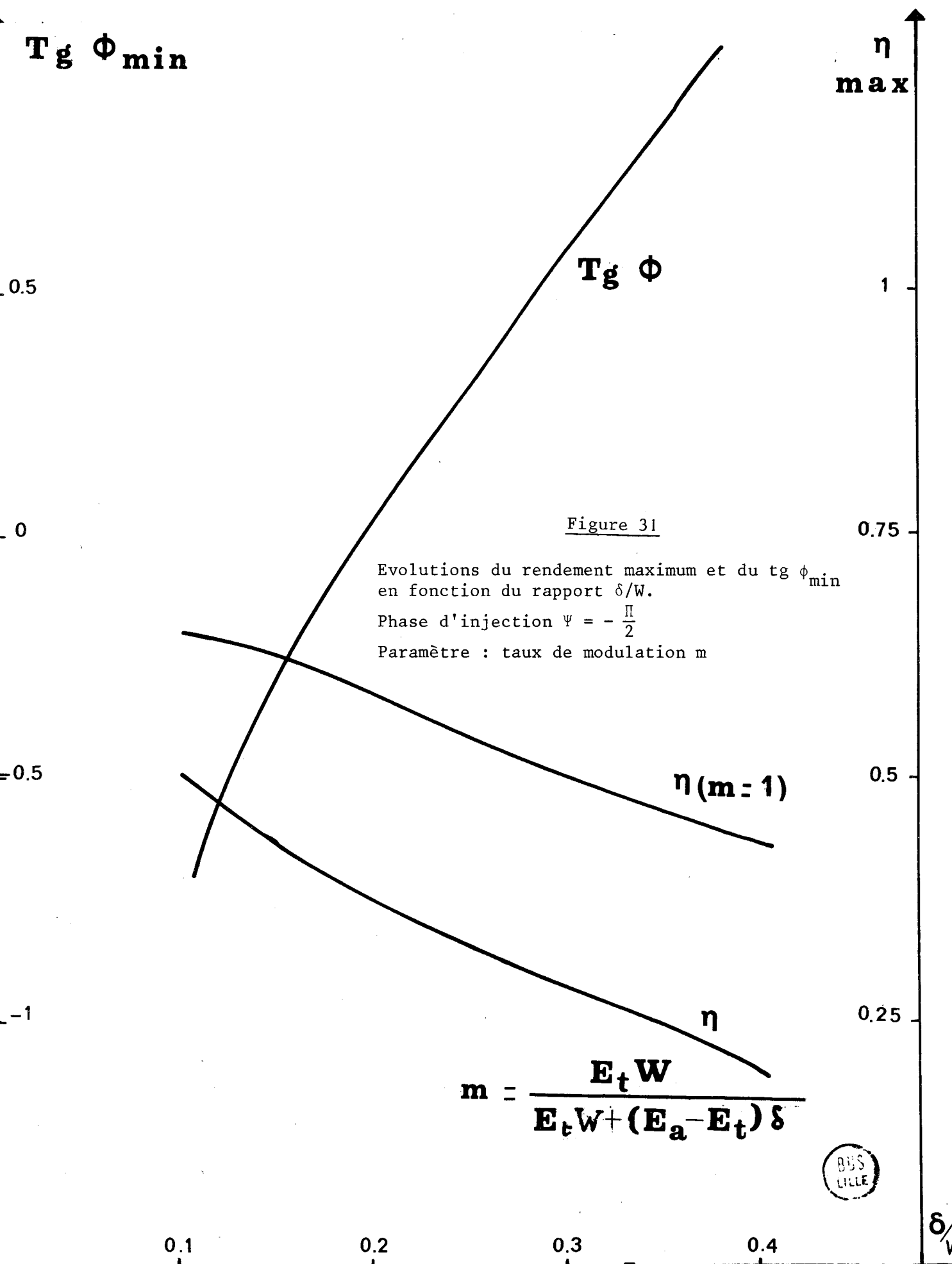
$$\eta_e = K(1 - \delta/W) \chi(\theta)_m \quad (16) \quad (48)$$

où K est un coefficient relié à la réaction de charge d'espace et à la non linéarité du courant émis.

$$m = \frac{V_{\text{HF}}}{V_0} \quad \text{caractérise le taux de modulation avec :}$$

V_{HF} : module de la composante fondamentale de la tension alternative existant aux bornes de la diode.

et V_0 : tension de polarisation.



Pour illustrer ces considérations nous donnons sur la figure 31 l'évolution de la quantité $\text{tg } \phi_{\min}$ et celle du rendement théorique maximal, en admettant que le taux de modulation m est égal à l'unité, pour différentes valeurs du rapport δ/W . De l'étude de ces courbes, il apparaît immédiatement pour un taux de modulation donné que le rendement maximal est d'autant plus important que le rapport δ/W est faible.

Remarque

La relation (48) nous montre qu'une diminution du rapport δ/W entraîne une augmentation du rendement, proportionnelle à celle du facteur $(1 - \delta/W)$. En réalité, l'amélioration est souvent plus importante pour les deux raisons suivantes :

- d'une part plus δ est faible plus, pour un champ hyperfréquence E_{a1} donné, les non linéarités du courant I_{ca} sont importantes et plus le facteur K sera important.

- d'autre part à une diminution de δ correspondent des tensions d'avalanche et de fonctionnement V_0 plus faibles : en conséquence, à un champ hyperfréquence E_{a1} constant le taux de modulation peut être plus élevé

Ainsi à titre d'exemple, considérons la carte du champ typique d'une diode à avalanche à haut rendement représentée de façon simplifiée sur la figure 32.

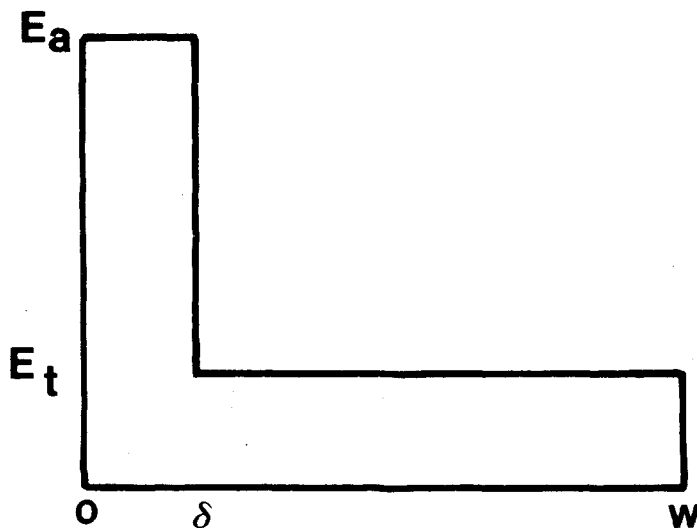


Figure 32 Carte de champ électrique.

On remarque que le taux de modulation (pour garder désertée la zone de transit) donné par la relation suivante :

$$m = \frac{E_t W}{E_t W + (E_a - E_t)\delta} \quad (49)$$

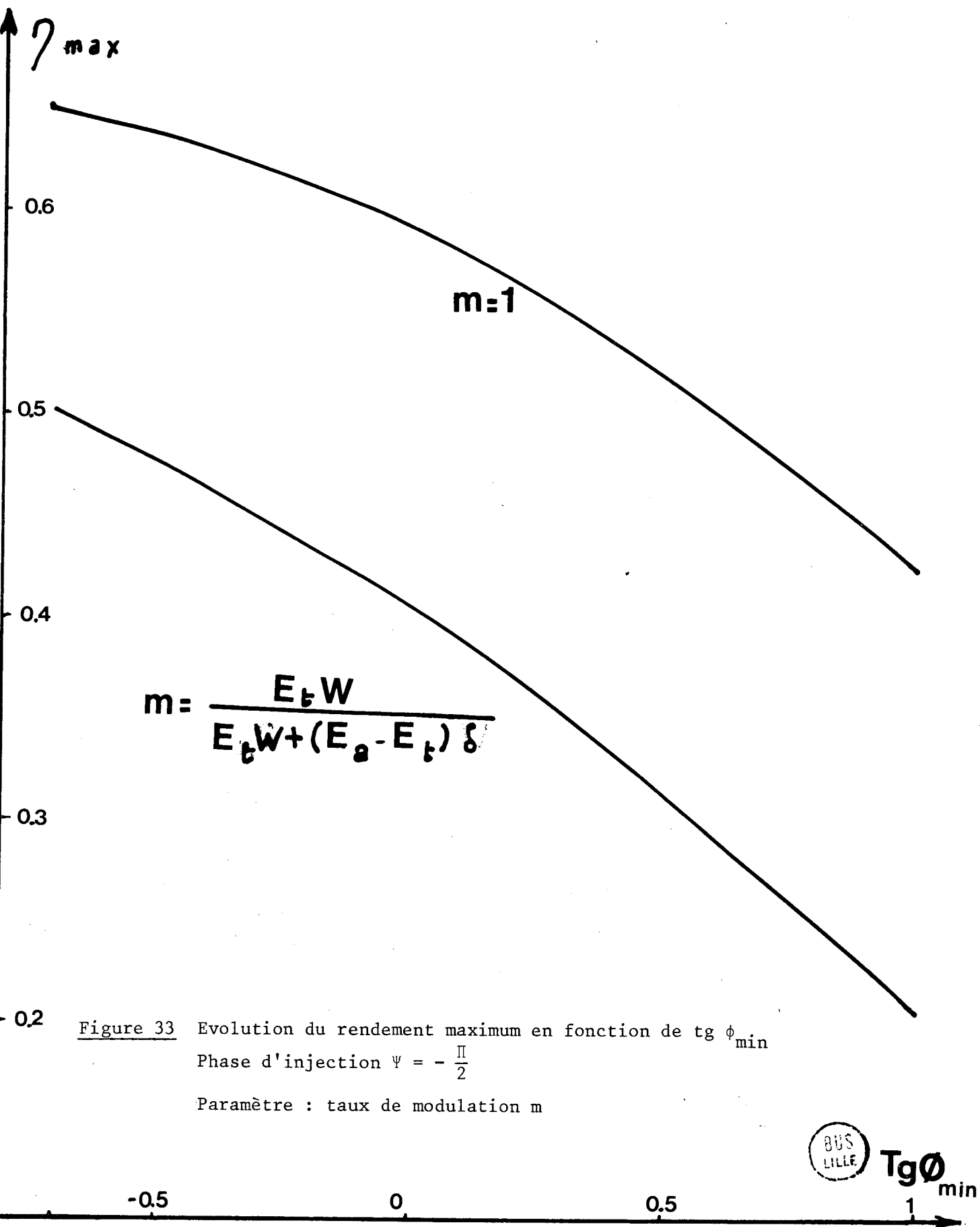


Figure 33 Evolution du rendement maximum en fonction de $tg \phi_{min}$
 Phase d'injection $\psi = -\frac{\pi}{2}$
 Paramètre : taux de modulation m

est d'autant plus élevée que δ est petit.

Pour illustrer ces considérations, nous avons retracé la courbe η fonction de $\text{tg } \phi_{\min}$ en supposant que m était égal à 1 puis donné par la relation (49). L'application numérique a été faite pour $E_t = \frac{E_a}{4}$, valeur rencontrée usuellement*. (figure 33)

III.1.2. Cas d'une phase d'injection quelconque

Dans le cas d'un mécanisme d'émission où la phase d'injection est différente de $-\frac{\pi}{2}$ il n'est plus aussi facile de déterminer, à priori, un critère de rendement simple à partir de la mesure de la quantité $\text{tg } \phi$ en régime linéaire. En effet dans ces conditions, les expressions du rendement hyperfréquence et de $\text{tg } \phi$ sont plus complexes.

D'une part la quantité $\text{tg } \phi$ peut s'écrire : (relation 16)

$$\text{tg } \phi = \frac{\text{tg } \phi_0 - \frac{\cos \Delta\Psi}{k_c - \cos \Delta\Psi}}{1 + \text{tg } \phi_0 \frac{\cos \Delta\Psi}{k_c - \cos \Delta\Psi}}$$

$$\Delta\Psi = \Psi + \frac{\pi}{2}$$

Soit encore pour les faibles valeurs du courant de polarisation :

$$\text{tg } \phi = \text{tg } (\phi_0 + \Delta\Psi)$$

D'autre part le rendement hyperfréquence est donné par la relation suivante :

$$\eta_e = \left[\frac{E_{a1}}{V_0} W \left\{ (1 - \delta/W) \chi(\theta) \left(\frac{2I_0}{I_x} + \sin \Psi \right) + \left[1 - (1 - \delta/W) \left(1 - \frac{\sin \theta}{\theta} \right) \right] \cos \Psi \right\} \right] \quad (50)$$

Soit encore pour les faibles valeurs du courant de polarisation :

$$\eta_e = \frac{E_{a1} W}{V_0} \left\{ (1 - \delta/W) \chi(\theta) \sin \Psi + \left[1 - (1 - \delta/W) \left(1 - \frac{\sin \theta}{\theta} \right) \right] \cos \Psi \right\} \quad (51)$$

* En réalité E_a ne reste pas constant quand δ diminue, toutefois $\alpha = \frac{1}{\delta}$ varie beaucoup avec E_1 . Cette variation peut être en première approximation négligée.

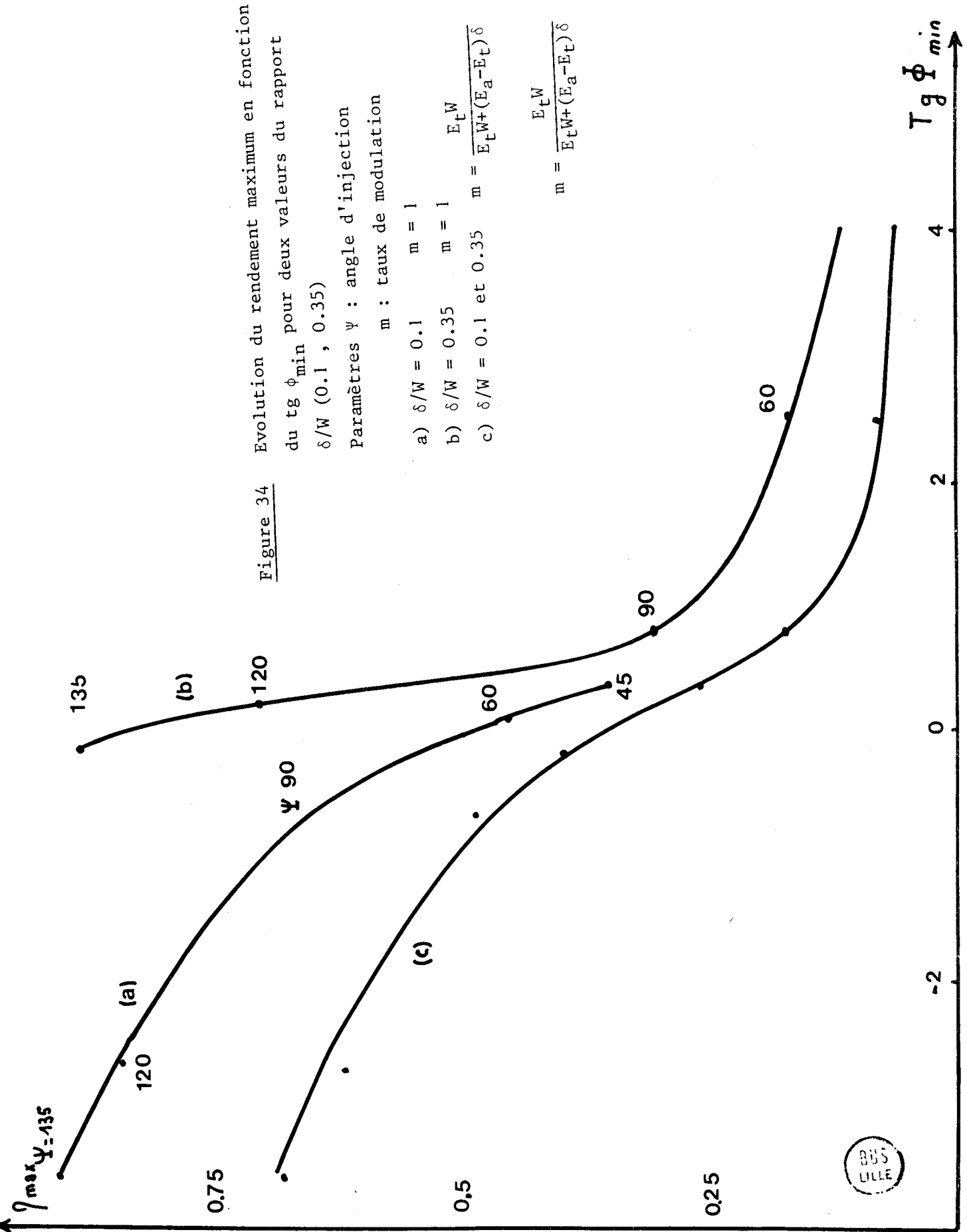


Figure 34 Evolution du rendement maximum en fonction du $tg \phi_{min}$ pour deux valeurs du rapport δ/W (0.1, 0.35)

Paramètres ψ : angle d'injection
 m : taux de modulation

- a) $\delta/W = 0.1$ $m = 1$
- b) $\delta/W = 0.35$ $m = 1$
- c) $\delta/W = 0.1$ et 0.35 $m = \frac{E_t W}{E_t W + (E_a - E_t) \delta}$

$$m = \frac{E_t W}{E_t W + (E_a - E_t) \delta}$$

Afin de voir si la "corrélacion" entre le rendement à l'émission et la quantité $\text{tg } \phi$ minimale, pouvait être étendue, nous avons représenté sur la figure 34 l'évolution du rendement maximum en fonction de $\text{tg } \phi$ minimum pour deux valeurs du rapport δ/W (0,1 et 0,35), valeurs classiques pour des diodes à profil différencié et à profil plat. Les hypothèses de travail sont les suivantes :

- diode confinée
- courant de polarisation faible
- taux de modulation égal à l'unité
- phase d'injection constante en fonction de la fréquence.

De l'étude de ces courbes, il apparaît pour un rapport δ/W donné :

✱ D'une part que le rendement est d'autant plus élevé que la valeur de l'angle d'injection ($|\psi| = -\frac{\pi}{2} + \Delta\psi$) est grande.

✱ D'autre part que le rendement est d'autant plus élevé que le minimum de $\text{tg } \phi$ est petit.

En conséquence, le "critère" $\text{tg } \phi_{\min}$ paraît encore utilisable.

III.2. Comparaison Théorie - Expérience

Afin de déterminer les conditions de validité de notre critère nous avons, pour une série de diodes caractérisées par un profil de champ confiné, mesuré les rendements réellement obtenus et lorsque cela était possible, la valeur de la quantité $\text{tg } \phi_{\text{minimum}}$.

A titre d'exemple, nous donnons dans le tableau ci-dessous les résultats expérimentaux pour quelques diodes :

DIODE	η	$\text{tg } \phi_{\min}^*$
4 PP	33 %	- 2
16 PP	15 %	- 1
25 AA	17 %	0.5 [*]
8 AC	20 %	- 0.5 [*]
32 PP	11 %	0.6
28 PP	4 %	0.6
19 PP	12 %	1.5
BK	8 %	1.5

* $\text{tg } \phi_{\min}$ dans la bande de fréquence étudiée expérimentalement.

Ces résultats confirment tout au moins de manière qualitative les effets que laissait prévoir la théorie précédente

Signalons toutefois pour certaines diodes (non confinées) la théorie exposée ne s'applique pas du tout. A titre d'exemple nous avons relevé les quantités $\text{tg } \phi_{\text{min}}$ et rendement maximum pour des échantillons des séries 75 P et 76 P. Les résultats expérimentaux sont reportés pour deux diodes de ces séries dans le tableau ci-dessous :

Diode	η	$\text{tg } \phi_{\text{min}}$
75 P 40	20	2
76 P 6	22.5 %	1

Ces divergences importantes peuvent être, à notre avis, interprétées de la façon suivante :

Pour ce type de diode les phases d'injection sont fortement variables avec la fréquence et entraînent de ce fait une divergence entre la théorie et l'expérience. En outre, et c'est sans doute l'effet fondamental, ces diodes ne sont plus confinées et de ce fait, la valeur de la $\text{tg } \phi$ ne peut se calculer à partir de la relation classique donnée précédemment. Il faut tenir compte des variations de la réactance résultant de l'accroissement de l'épaisseur de la zone désertée lorsque le courant augmente. Ainsi les courbes représentant les variations de X en fonction de R lorsqu'augmente le courant de polarisation sont loin d'être assimilables à des droites et il apparaît ici une différence essentielle avec les diodes confinées.

Néanmoins, ces diodes se confinent pour des valeurs importantes de polarisation comme le montre la figure 35 . Il faudrait, à notre avis, pour ce type de diodes définir la $\text{tg } \phi$, non plus par le rapport $\frac{\Delta X}{\Delta R}$ mais par la quantité $\frac{\partial X}{\partial R}$ que nous appellerons $\text{tg } \phi$ différentielle notée :

$$\text{tg } \phi_d = \left(\frac{\partial X_D}{\partial R_D} \right) I$$

I étant le courant pour lequel la diode se confine, ou un courant supérieur.

En conclusion, nous pouvons remarquer que la théorie proposée, bien que relativement simple permet d'obtenir une bonne information sur le rendement potentiel des diodes confinées.

Toutefois les rendements obtenus sont inférieurs aux rendements théoriques.

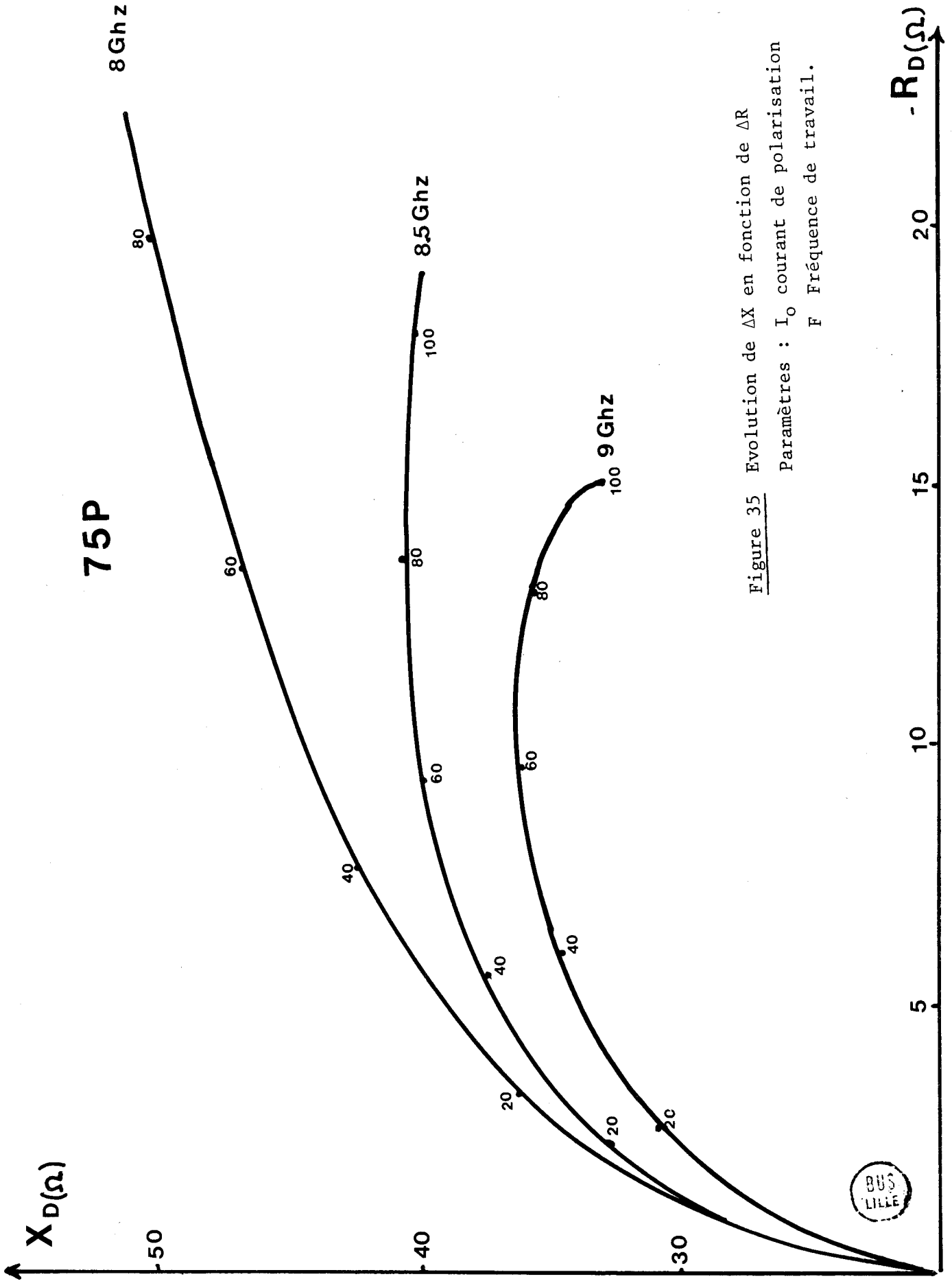


Figure 35 Evolution de ΔX en fonction de ΔR

Paramètres : I_0 courant de polarisation
 F Fréquence de travail.



Ceci peut s'expliquer à l'aide des deux remarques suivantes :

- d'une part le taux de modulation n'est jamais égal à l'unité.
- d'autre part le rendement que nous avons étudié en théorie est un rendement émis qui ne tient pas compte des pertes du circuit. Le rendement effectif du dispositif peut dépendre dans une large mesure de l'importance des pertes. Or, l'influence des pertes est plus ou moins grande suivant l'encapsulation utilisée et nous proposons d'utiliser les informations obtenues au chapitre I sur les paramètres électriques caractérisant l'encapsulation utilisée pour étudier cette influence.

III.3. Résistance série et encapsulation

La relation (50) montre que le rendement η_e est maximal pour une densité de courant très faible tendant vers zéro. Mais il s'agit, ici, d'un rendement émis qui ne tient pas compte des pertes dans la diode et le circuit. Le rendement effectif du dispositif que nous appellerons rendement utile η_u passe par un maximum pour valeur finie du courant de polarisation. Son expression s'écrit :

$$\eta_u = \eta_e \left(1 - \frac{R_{ST}}{|R_D|} \right) \quad (52)$$

où R_D est la résistance négative présentée par la diode en fonction du courant de polarisation,

et R_{ST} la résistance équivalente aux pertes. Cette résistance est composée de deux termes. Le premier R_S correspond à la pastille semiconductrice proprement dite : il comprend entre autre :

- la résistance du substrat qui dépend fortement de la nature et de la concentration en impuretés.
- la résistance hyperfréquence des fils de liaison pastille semiconductrice-boitier (effet de peau).

Dans le meilleur des cas, cette résistance série est de l'ordre de 0,25 Ω . (21)

Le second terme caractérise les pertes de la monture hyperfréquence utilisée (contact, pertes dans les parois). La résistance correspondante R_{HF} est associée en série avec l'impédance de la diode dans son boitier $Z' = R' + j X'$.

De ce fait, dans la mesure où l'encapsulation modifie l'impédance de la diode $Z' \neq Z$ la formule (52) doit être modifiée et devient :

$$\eta_u = \eta_e \left(1 - \frac{R_S}{|R_D|} - \frac{R_{HF}}{|R'_D|} \right) \quad (53)$$

On voit que l'influence des pertes du circuit sera d'autant plus faible que $|R'_D|$ sera grand et l'on a donc intérêt à ce que la résistance négative présentée par la structure encapsulée soit la plus grande possible. La valeur de $|R'_D|$ dépend des éléments caractéristiques du boîtier utilisé, de la réactance X_D présentée par la diode et de son coefficient de qualité $\frac{X_D}{|R_D|}$.

Nous étudions ici l'influence d'un boîtier S 4 dont nous avons déterminé les éléments parasites chapitre I. On peut admettre en première approximation que $X_D = \frac{1}{C_A \omega}$ où C_A est la capacité de la diode en avalanche (directement proportionnelle à la section du composant). Nous nous proposons d'étudier l'influence de C_A sur la valeur de R'_D en considérant le cas où $\frac{X}{|R|}$ est égal à 10 (ce qui correspond à des valeurs souvent rencontrées en pratique).

Sur la figure 36 nous avons porté l'évolution de R'_D calculé en fonction de C_A pour un boîtier de type S 4. On remarque que la valeur de R'_D est d'autant plus élevée que C_A est important. Il semblerait donc que l'on ait intérêt à prendre une section S la plus élevée possible. Cette conclusion doit cependant être modérée. En effet, la valeur de R_{HF} peut dépendre de X'_D c'est à dire à la réactance que doit ramener le circuit d'adaptation. Ceci est particulièrement vrai lorsque les pertes du circuit hyperfréquence utilisé peuvent être assimilées à des pertes en ligne.

Un autre critère peut alors être choisi. On peut essayer d'obtenir que la diode dans son boîtier présente un coefficient de réflexion maximum. Sur la figure 37 nous avons reporté l'évolution du coefficient présentée par la diode en fonction de C_A avec les mêmes hypothèses de travail que précédemment. On remarque que la valeur de C_A correspondant à une valeur de ρ maximale est de 0.25 pF, alors que la valeur de C_A permettant l'obtention de R'_D favorable doit être supérieure à 0,7 pF. Toutefois, on peut remarquer que la valeur de $C_A = 0,4$ pF correspond au maximum du produit $(\rho-1) R'$ et semble constituer un bon compromis.

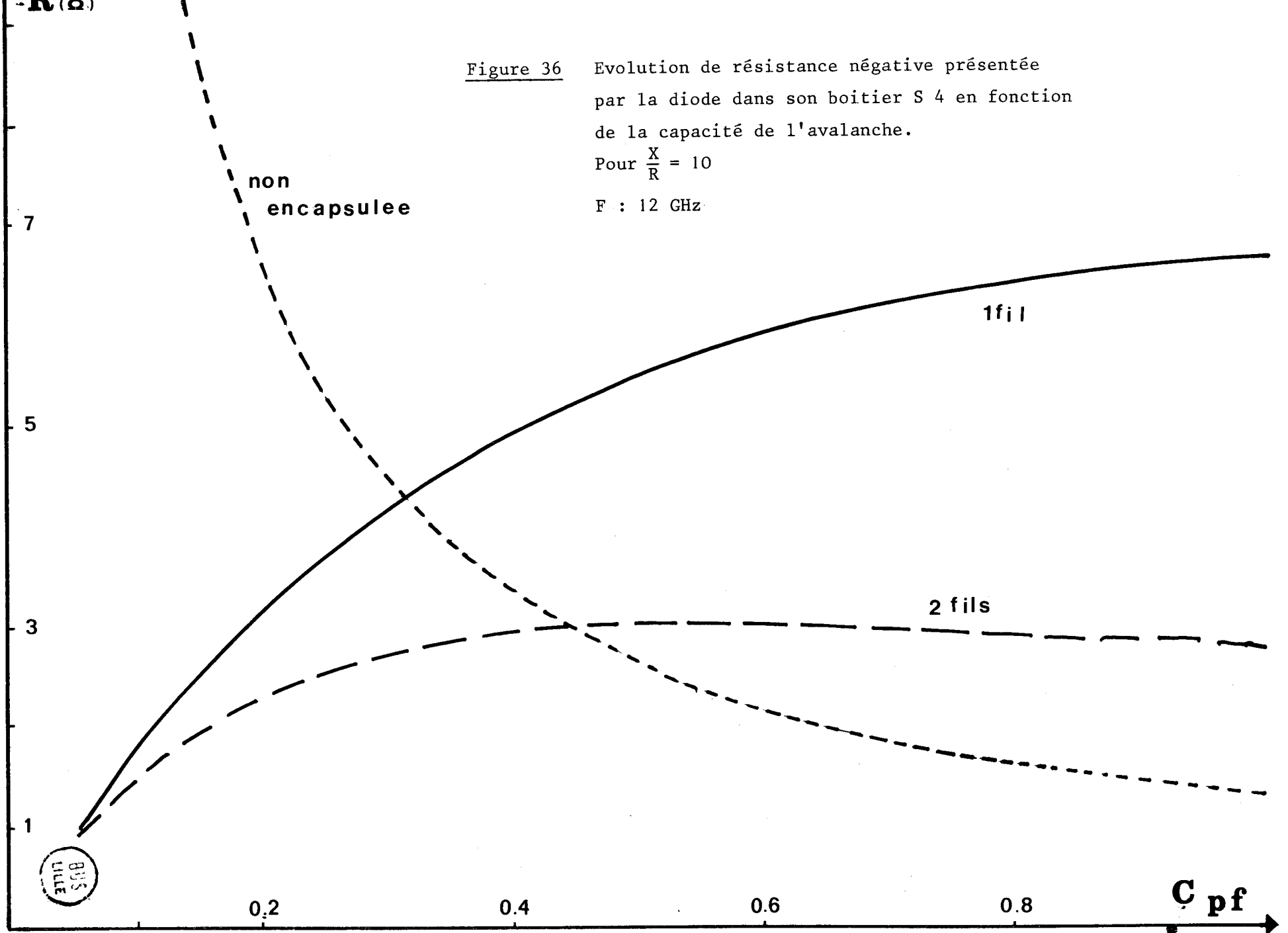
A titre de comparaison, nous avons tracé sur les mêmes figures les valeurs de R' et de ρ correspondant à la diode non encapsulée. On peut remarquer que l'influence du boîtier sur la valeur du coefficient de réflexion ρ est assez faible ; par ailleurs l'encapsulation entraîne une diminution importante de la

Figure 36

Evolution de résistance négative présentée par la diode dans son boitier S 4 en fonction de la capacité de l'avalanche.

Pour $\frac{X}{R} = 10$

F : 12 GHz



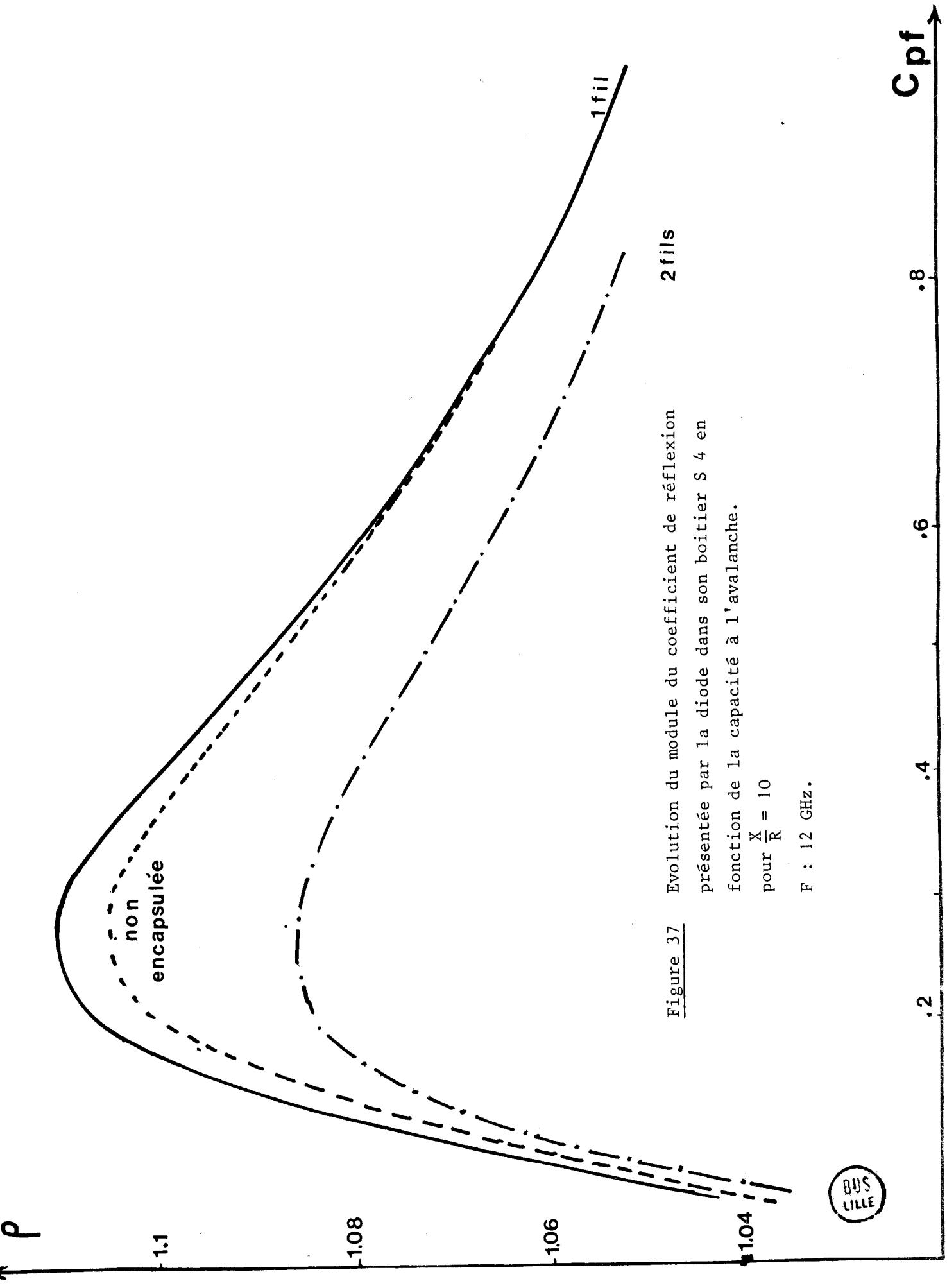


Figure 37

Evolution du module du coefficient de réflexion
 présentée par la diode dans son boitier S 4 en
 fonction de la capacité à l'avalanche.

pour $\frac{X}{R} = 10$

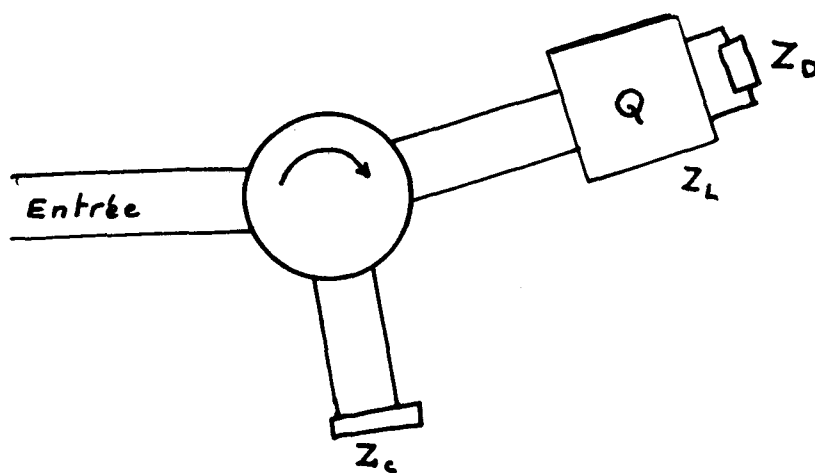
F : 12 GHz.



résistance pour des valeurs de C_A inférieures à 0.4 pF. Par contre, pour des valeurs supérieures de C_A , l'influence du boîtier peut être favorable, la résistance négative étant exaltée par la résonance du boîtier.

III.4. Application de la méthode simplifiée à l'étude des possibilités d'un composant en amplification.

Les diodes à avalanche fonctionnant en mode IMPATT présentent, pour des valeurs du courant de polarisation inférieures au courant d'avalanche, une résistance négative. La présence de cette résistance négative permet l'utilisation de tels dispositifs en amplification. Un montage très usité en amplification à l'aide de diodes semiconductrices est le montage en réflexion. La puissance d'entrée et la puissance de sortie étant séparées au moyen d'un circulateur comme l'indique la figure ci-dessous :



où Z_D est l'impédance de la pastille semiconductrice. Z_L l'impédance de charge vue par la diode.

Le gain en puissance $G(\omega)$ donné par la relation :

$$G(\omega) = \left| \frac{Z_D - Z_L}{Z_D + Z_L} \right|^2 \quad (22) \quad (54)$$

dépend de Z_D et Z_L .

Le but de notre travail est d'obtenir, à l'aide de mesures d'impédances de la pastille semiconductrice en régime linéaire, une information sur la bande passante potentielle que l'on peut espérer obtenir avec de tels dispositifs.

Nous allons voir dans cette partie de notre travail comment il est possible de relier la bande passante au coefficient de qualité de la diode. Ce dernier étant obtenu directement à l'aide de la méthode simplifiée.

Bande passante d'un amplificateur

Dans le cas d'un amplificateur à réflexion, le gain est donné par la relation soit encore :

$$G(\omega) = \frac{1 + \left(\frac{X_D + X_L}{R_D - R_L}\right)^2}{1 + \left(\frac{X_D + X_L}{R_D + R_L}\right)^2} \left(\frac{R_D - R_L}{R_D + R_L}\right)^2 \quad (55)$$

qui s'écrit en introduisant le gain G_0 à la fréquence centrale f_0 .

$$G(\omega) = G_0 \frac{1 + \left(1 + \frac{1}{\sqrt{G_0}}\right)^2 \left(\frac{X_D + X_L}{2R_D}\right)^2}{1 + \left(1 + \sqrt{G_0}\right)^2 \left(\frac{X_D + X_L}{2R_D}\right)^2} \quad (56)$$

Avec
$$G_0 = \left(\frac{R_D - R_L}{R_D + R_L}\right)^2 \quad (57)$$

Généralement, le gain G_0 à la fréquence d'accord f_0 du circuit, est important. Dans ces conditions, l'évolution du gain en fonction de la fréquence dépend essentiellement de l'expression du dénominateur. Les fréquences limites de la bande passante à - 3 dB sont alors données par l'équation suivante :

$$1 = \left(1 + \sqrt{G_0}\right) \frac{X_D + X_L}{2R_D} \quad (58)$$

Soit encore :

$$1 \neq \sqrt{G_0} \frac{X_D + X_L}{2R_D} \quad (59)$$

Si l'on fait l'hypothèse supplémentaire que la résistance de la diode varie peu avec la fréquence, nous obtenons :

$$1 = \frac{\sqrt{G_o} \Delta\omega \left(\frac{\partial X_D}{\partial \omega} + \frac{\partial X_L}{\partial \omega} \right)}{2 R_D} \quad (60)$$

$$X_D = X_{Do} + \left(\frac{\partial X_D}{\partial \omega} \right) \omega_o \Delta\omega$$

$$X_L = X_{Lo} + \left(\frac{\partial X_L}{\partial \omega} \right) \omega_o \Delta\omega$$

avec $X_{Do} + X_{Lo} = 0$

Nous voyons donc qu'il est facile d'introduire le coefficient de qualité de la diode et celui du circuit en posant : (23)

$$Q_D = \frac{\omega_o}{2R_D} \frac{\partial X_D}{\partial \omega} \quad (61)$$

et

$$Q_L = \frac{\omega_o}{2R_D} \frac{\partial X_L}{\partial \omega} \quad (62)$$

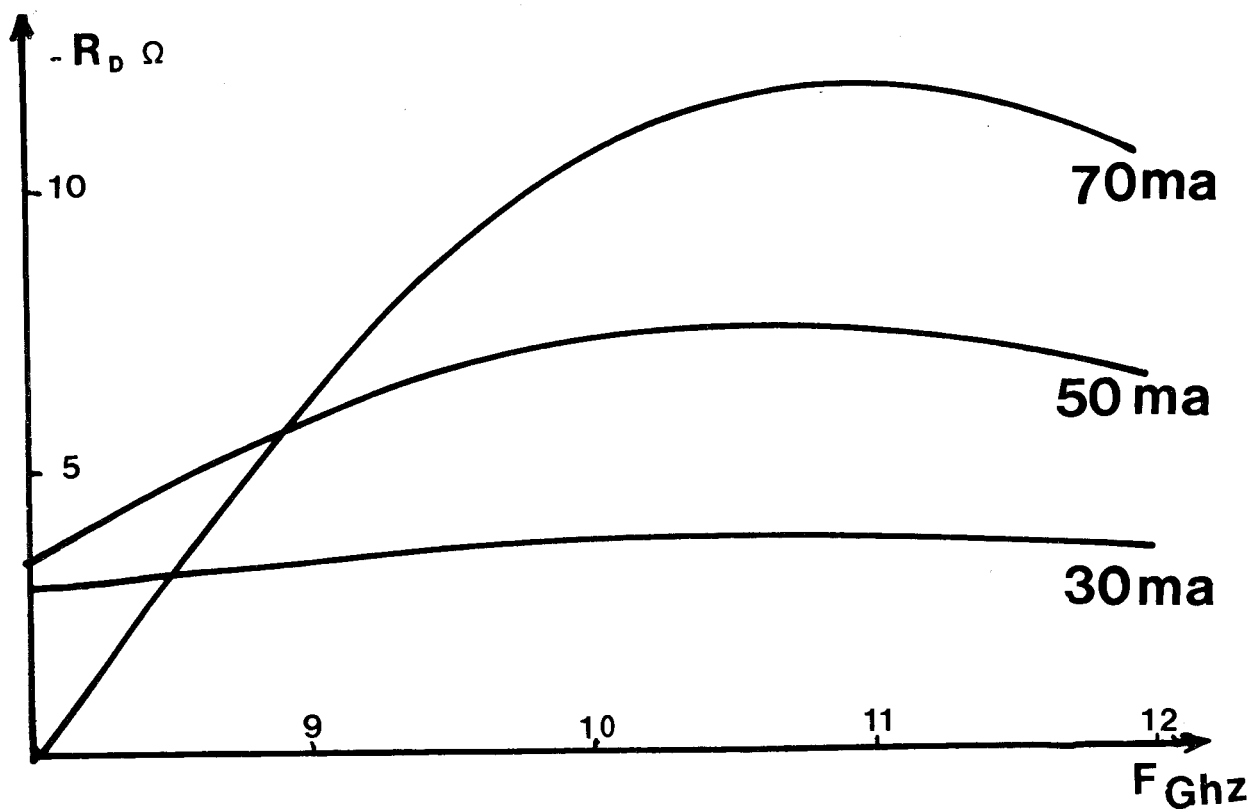
Dans ces conditions, la bande passante globale de l'amplificateur est donnée par la relation suivante :

$$B = 2 \Delta f = \frac{2f_o}{\sqrt{G_o}} \left(\frac{1}{Q_D + Q_L} \right) \quad (63)$$

Il apparaît immédiatement que pour un quadripole d'adaptation donné, la bande passante sera d'autant plus importante que le coefficient de qualité Q_D sera petit. Il est évident que la bande passante réelle du dispositif sera généralement inférieure à la bande passante définie par la relation

$$B = \frac{2f_o}{\sqrt{G_o}} \frac{1}{Q_D} \quad (64)$$

En effet, le circuit d'adaptation étant en première approximation purement réactif, il ne peut qu'emmagasiner une énergie électromagnétique supplémentaire, ce qui correspond à une augmentation du coefficient de qualité total.



67P

Figure 38 Evolutions des parties réactive et résistive de l'impédance en fonction de la fréquence.
Paramètre : I_0 courant de polarisation.

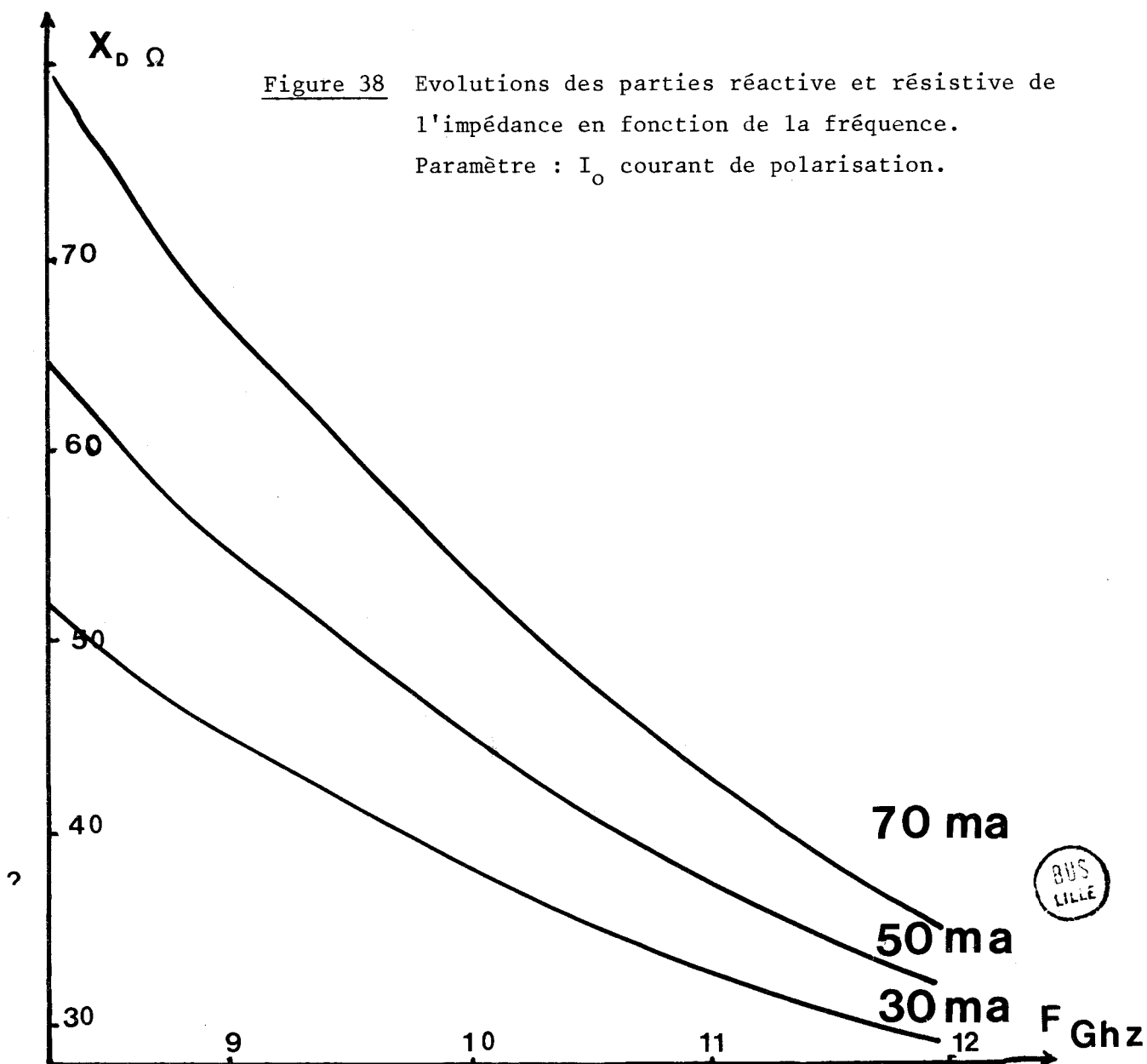
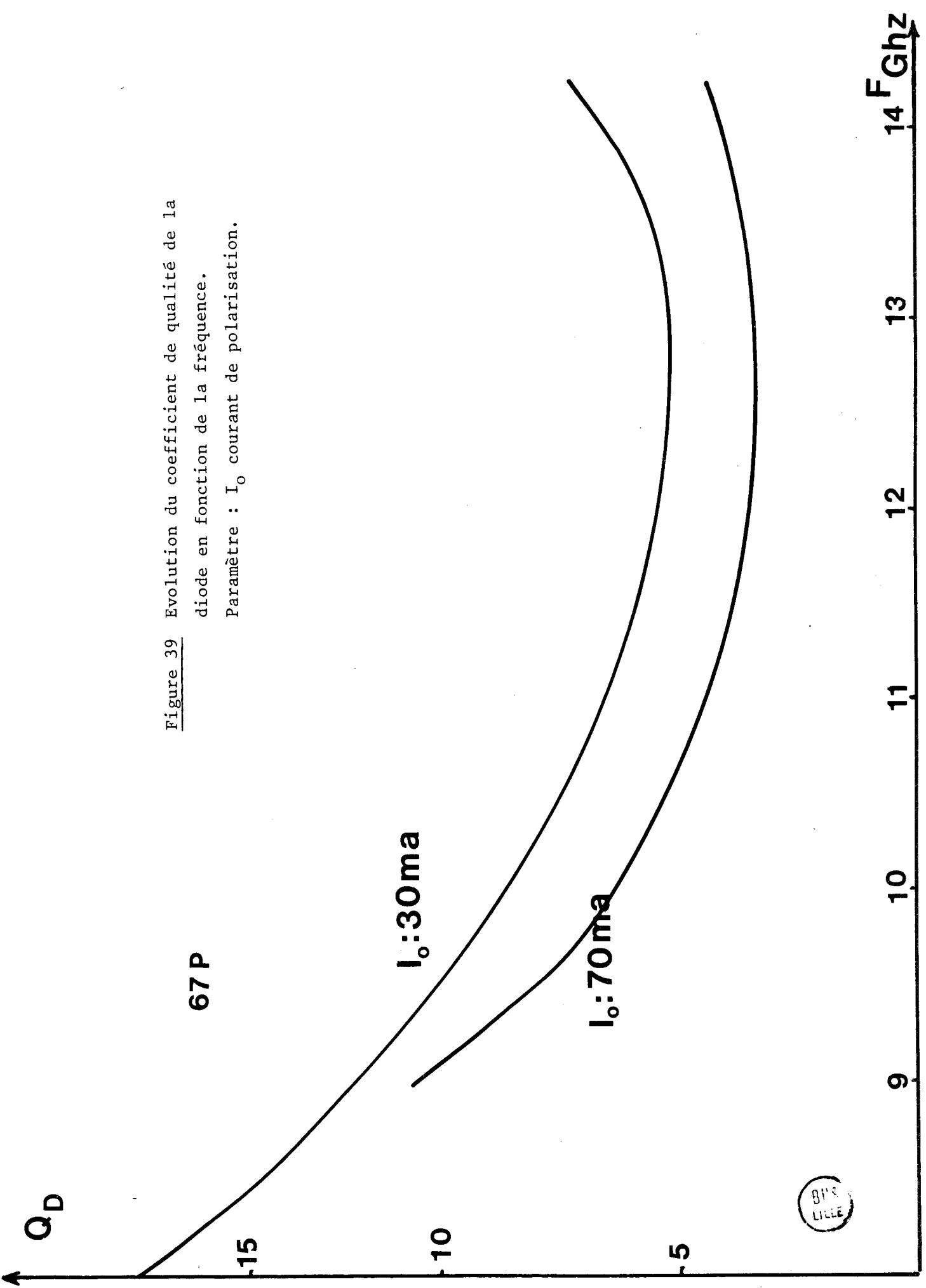


Figure 39 Evolution du coefficient de qualité de la diode en fonction de la fréquence.

Paramètre : I_0 courant de polarisation.



En conséquence, la détermination de Q_D pour la puce semiconductrice nous permet à partir de la relation (64) la bande passante maximale que l'on pourrait obtenir.

Afin d'illustrer cette théorie nous avons à titre d'exemple représenté les évolutions des parties réactive et résistive de l'impédance hyperfréquence présentée par une diode de la série 67 P (figure 38). Nous représentons sur la figure 39 l'évolution du coefficient de qualité de la diode pour différentes valeurs du courant de polarisation.

De l'étude de cette courbe on remarque que le coefficient de qualité Q_D diminue lorsque I_0 augmente et passe par une valeur minimum pour une fréquence voisine de 12,5 GHz. Ceci permet à l'utilisateur de déterminer la fréquence centrale de fonctionnement optimal. Il peut également à partir de cette valeur de Q_D obtenir une valeur de la bande passante.

Ainsi on obtient :

$$\frac{B_g}{f_0} \# 1,5 \quad (70 \text{ mA})$$

Rappelons cependant que nous avons adopté l'hypothèse d'une résistance négative R_D indépendante de la fréquence. Cette simplification n'est valable que si B est suffisamment faible. Pour juger de l'approximation effectuée, nous donnons l'évolution de $R_D(f)$.

Nous voyons donc que la méthode simplifiée présente un intérêt certain pour le choix du composant le mieux adapté en vue d'une utilisation en amplification. En effet, cette méthode permet de déterminer rapidement l'importance des variations de X_D et de R_D en fonction de la fréquence, qui ont un rôle important sur la bande passante des dispositifs.

C O N C L U S I O N

Nous pensons dans ce travail avoir apporté une contribution à l'étude des structures semiconductrices fonctionnant en régime d'avalanche.

Tout d'abord, nous avons proposé une méthode de mesure d'impédances nous affranchissant du problème de l'encapsulation des échantillons.

Nous avons ensuite appliqué cette méthode à la détermination du coefficient de diffusion D en champ électrique élevé. Nous avons montré que la valeur de ce coefficient de diffusion ne pouvait excéder $50 \text{ cm}^2/\text{s}$ pour des champs électriques de 150 kV/cm . Nous avons également mis en évidence que dans les structures différenciées la phase d'injection pouvait être très différente de $-\frac{\pi}{2}$, et nous avons suggéré quelques mécanismes physiques (effet tunnel, non localisation du taux d'ionisation) interprétant cette différence. Par ailleurs nous avons à l'aide de notre méthode estimé l'évolution de la valeur de la vitesse des porteurs en fonction de la température dans l'Arséniure de Gallium.

Enfin, nous avons montré qu'il existait une corrélation entre le rendement potentiel de structures semiconductrices et l'évolution fréquentielle de l'impédance hyperfréquence (ou plus exactement de l'évolution de la quantité $\text{tg } \phi$) présentée par la pastille semiconductrice.

Ce travail constitue le point de départ d'une étude plus complète. Cette méthode ne s'applique que difficilement aux diodes non confinées. Elle pourrait être étendue afin de mieux refléter le comportement de ce type de diodes. Par ailleurs, il serait possible d'affiner la détermination de la vitesse des porteurs en fonction de la température. Enfin une étude en régime non linéaire paraît indispensable pour l'optimalisation des oscillateurs et des amplificateurs et approfondie nos connaissances des structures semiconductrices.

B I B L I O G R A P H I E

- (1) J. PRIBETICH
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche. Application à l'étude de semiconducteurs en champ électrique élevé".
Thèse de 3e cycle, Lille, novembre 1971.
- (2) G. GOUDET, P. CHAVANCE
Ondes centimétriques : lignes - circuits - antennes. pp. 166-197.
- (3) P.M. LEBRUN
"Contribution à l'étude des oscillateurs hyperfréquences Haut rendement à diodes à avalanche".
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, Juillet 1973.
- (4) A. CASTELAIN
"Etude théorique et expérimentale de l'impédance de diodes en régime d'avalanche".
D.E.A, Lille, Juillet 1971.
- (5) B.J. DOWNING, P.N. ROBSON
"Microwave Package Measurements at the Q Band"
Electronics Letters. Vol. 9, n°11, may 1973, pp. 245-246
- (6) R.P. OWENS
"Mount-independent equivalent circuit of the S4 diode package"
Electronics letters, n°7, 1971, pp. 580-582.

- (7) E. CONSTANT, G. SALMER, P.M. LEBRUN, A. LE BORGNE, A. CASTELAIN
E. PLAYEZ
"Recherches théoriques et expérimentales de structures semiconductrices permettant des applications spatiales".
Rapport de fin de contrat CNES 72 1236.
- (8) W.T. READ
"A proposed high frequency negative resistance diode"
Bell Syst. Tech. J, vol. 37, mars 1958, pp. 401-446.
- (9) A. SEMICHON et E. CONSTANT
"Sur un mécanisme général d'oscillation et son application aux semiconducteurs".
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 270, pp. 665-668., mars 1970
- (10) J.J. GOEDBLOED
"Noise in Impatt oscillators"
Philips Res. Rep. Suppl. 7, (thesis) 1973.
- (11) E. PLAYEZ
Mémoire C.N.A.M. (à paraître)
- (12) R. KUVAS, C.A. LEE
"Carrier diffusion in semiconductor avalanches"
J.Appl. Phys. 11, 1970, pp. 3108-3116.
- (13) G.I. HADDAD, W.E. SCHROEDER
"Non linear properties of Impatt diodes"
Proc. I.E.E.E., 61, 1973, pp. 153-183.

- (14) A. CASTELAIN, R. PERICHON, E. CONSTANT and A. LE BORGNE
"Value of electron constant diffusion in GaAs for high electric field".
Appl. Physics Letters, vol. 25, n°12, 1974.
- (15) E. ALLAMANDO
"Etude théorique et expérimentale de la puissance hyperfréquence délivrée par un semiconducteur en avalanche. Influence de la température".
Thèse de 3e cycle, Lille, octobre 1968.
- (16) E. ALLAMANDO, M. CHIVE, P. KENNIS, M. LEFEBVRE
"Limitations en rendement et en puissance des diodes ATT"
Acta Electronica, Vol. 17, n°2, avril 1974.
- (17) Y. OKUTTO, C.R. CROWELL
"Energie conservation considerations in the characterisation of Impact ionization in Semiconductor".
Physical Review B., vol. 6, n°8, pp. 3076-3081, 1972.
- (18) P.A. HOUSTON, A.G.R. EVANS
"Electron velocity in n GaAs AT HIGH electric fields"
- (19) G. SALMER, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE and B. KRAMER
"Theoretical and experimental study of GaAs Impatt oscillator efficiency".
J. Appl. Phys. 44, 314, 1973, pp. 314-324.
- (20) M. LEFEBVRE
Thèse d'Etat (à paraître).

(21) A. FARRAYRE, B. KRAMER

*"Réalisation et caractérisation de diodes à avalanche en GaAs
fiables et reproductibles"*.

Acta Electronica, 17, 2, 1974, pp. 99-113

(22) B. CARNEZ

Thèse 3e cycle (à paraître).

(23) WALTER H. KU, ERNST F. SHERER

"Gain Bandwidth Optimization of Avalanche diode Amplifiers"

I.E.E.E. Trans. on MICROWAVE Theory and Techniques 1970.

•••••

